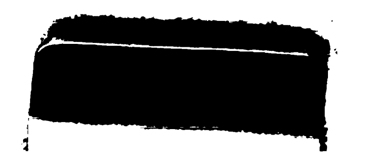
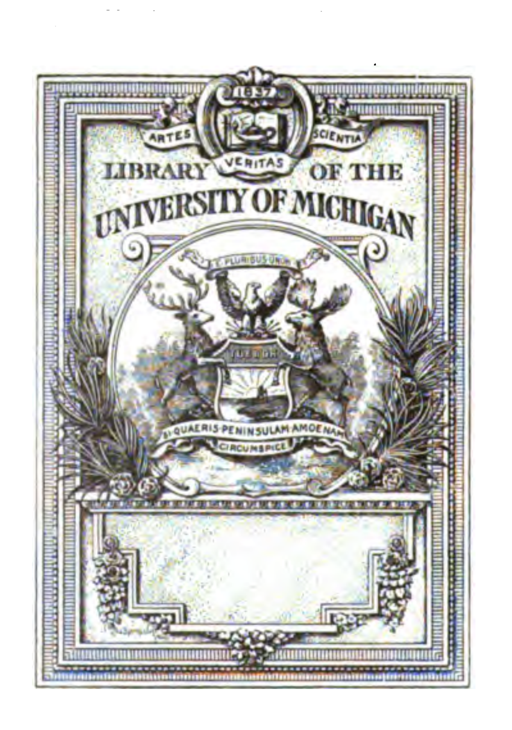
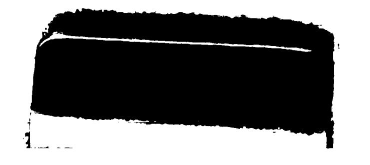

B 482669




1837
ARTES
SCIENTIA
VERITAS
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
E PLURIBUS UNUM
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE



JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,
L. POINCARÉ, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME IV. — ANNÉE 1905.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
119 *bis*, RUE NOTRE-DAME-DES-CHAMPS (6e).

1905

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

MESURE DES PETITS COURANTS ALTERNATIFS DE HAUTE FRÉQUENCE ;

Par M. W. DUDDELL[1].

A cause du grand développement qu'ont pris la télégraphie sans fil et la téléphonie à longue distance, il est devenu tout à fait indispensable de pouvoir mesurer les très petits courants alternatifs de haute fréquence.

On peut obtenir des électrodynamomètres et d'autres instruments électromagnétiques très sensibles, mais leur self-induction prend une si grande importance avec les courants à haute fréquence qu'elle empêche de les employer dans la plupart des cas. D'autre part, les instruments électrostatiques n'ont pas encore atteint une sensibilité suffisante. On est ainsi ramené à se servir des instruments thermiques. L'échauffement que produit un courant qui traverse un fil fin très résistant est la base de presque toutes les méthodes employées jusqu'à présent pour la mesure des courants à haute fréquence. Les deux appareils [2] que je vais décrire ne sont pas des exceptions.

En pratique, quatre des effets produits par l'échauffement du fil ont servi à mesurer les courants ; ce sont :

1° La dilatation linéaire du fil chauffé ;

2° La dilatation cubique d'un gaz ou d'un liquide qui entoure le fil chauffé ou qui est placé tout près de ce fil ;

3° La variation de la résistance ;

4° La force électromotrice engendrée dans un couple qui est formé par le fil parcouru par le courant à mesurer, ou dans un couple placé près du fil.

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 16 décembre 1904.

(2) Les appareils sont construits par la « Cambridge Scientific Instrument C° ».

Le premier instrument que je vais décrire utilise la dilatation du fil; il a été imaginé pour combiner une grande rapidité d'action avec une bonne sensibilité, afin que l'on puisse s'en servir comme voltmètre à lecture rapide. L'appareil consiste en un ampèremètre à ruban tordu de MM. Ayrton et Perry, mais il a été amélioré par l'addition d'un dispositif compensateur pour réduire le déplacement du zéro produit par la variation de la température ambiante.

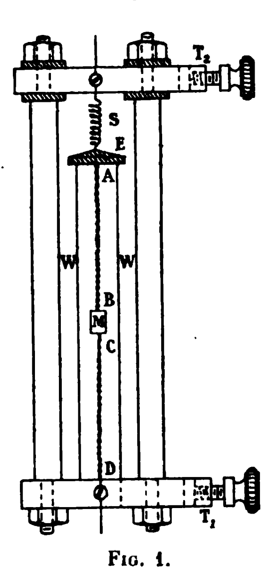


FIG. 1.

Les parties essentielles de l'instrument sont indiquées sur la *fig.* 1; ABCD est le ruban tordu d'Ayrton-Perry, dont la moitié AB est tordue dans un sens et la moitié CD en sens inverse. Au centre du ruban sont collés un petit miroir M et une lame très mince de mica qui sert à l'amortissement. Le ruban est tendu dans un châssis dont les bouts sont formés par une pièce de laiton T_1 et une pièce d'ébonite E et les côtés par deux fils W, W. Ce châssis est aussi tendu au moyen du ressort spiral S fixé à la pièce d'ébonite E et à T_2.

Le ruban tordu ABCD s'obtient en laminant un fil de platine-argent de $0^{mm},025$ de diamètre et les deux côtés W, W sont construits avec le même fil afin d'avoir le même coefficient de dilatation. Si les deux fils W, W et le ruban ABCD augmentent également de température, tout le châssis EWTW s'allonge sans donner de rotation au miroir.

Si, au contraire, un courant passant de T_1 à T_2 traverse le ruban et l'échauffe, le ruban se dilate et se tord en tournant le miroir M. La période propre des oscillations du miroir est seulement 1/15 de seconde et, à cause de sa petitesse, le ruban s'échauffe et se refroidit très vite, ce qui fait que l'instrument peut indiquer des variations du courant qui se produisent même une ou deux fois par seconde.

Les données de l'instrument sont :

Résistance : 20 ohms ;

Intensité du courant qui donne 25 centimètres de déviation sur une échelle placée à 100 centimètres : 22×10^{-3} ampères ;

Différence de potentiel qui donne la même déviation : 0,44 volt.

Si l'on prend 1 centimètre comme la plus petite déviation mesurable et $0^{mm},1$ comme la plus petite déviation observable, on peut dire que :

La plus petite intensité qu'on peut mesurer est $4,4 \times 10^{-3}$ ampères ;
— — déceler est $0,5 \times 10^{-3}$ ampères.

Le montage de cet instrument est très facile ; il n'y a pas besoin de le régler avec soin, et l'instrument est assez robuste. Grâce au petit coefficient de température et à la self-induction pratiquement négligeable, on peut mesurer des différences de potentiel à partir de 0,1 volt et je l'ai employé en série avec une grande résistance pour faire des mesures jusqu'à 10000 volts. On peut aussi à l'aide des shunts évaluer des grands courants. L'instrument a le défaut d'être sensible aux vibrations dont la fréquence est voisine de 15 par seconde ; on le protège facilement en le posant sur un socle de métal très lourd suspendu au moyen de fils et de ressorts, comme dans l'appareil « Julius », qui sert à abriter les galvanomètres contre les vibrations.

En pratique, l'application la plus importante de l'instrument a été d'observer les variations rapides du voltage des usines génératrices produites par une irrégularité cyclique de la machine motrice ou par les oscillations pendulaires des alternateurs moteurs ou des commutatrices. Il est facile de faire des tracés photographiques dans lesquels une différence de 1 centimètre dans la déviation représente un changement de seulement 1 0/0 dans la différence de potentiel. Par ce procédé il est souvent possible d'approfondir la raison du

mauvais fonctionnement des alternateurs en parallèle et de trouver quelle machine en est la cause.

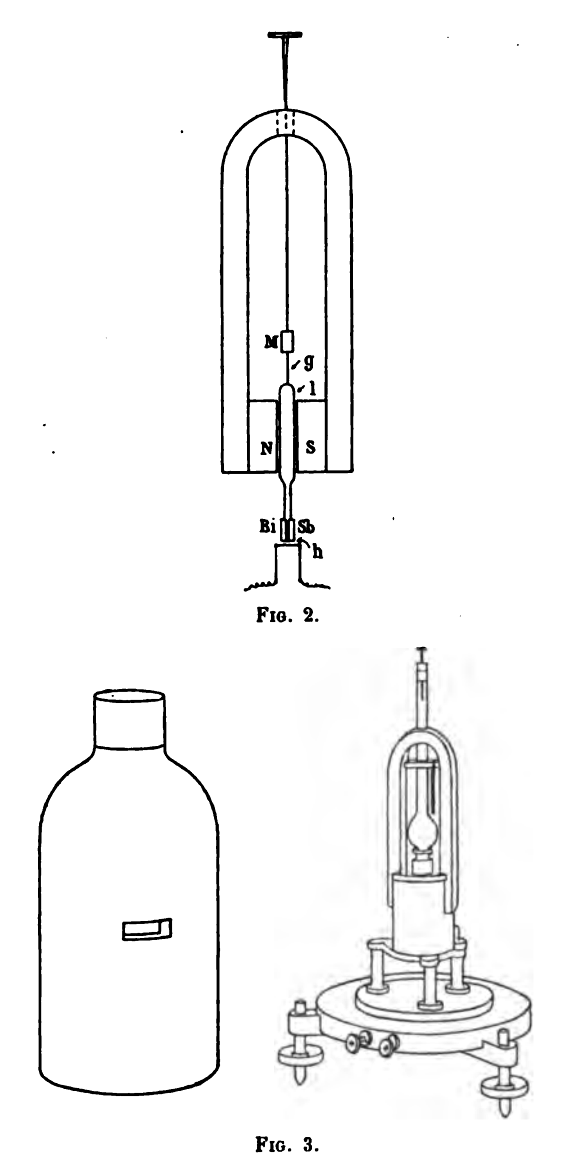


Fig. 2.

Fig. 3.

Le deuxième instrument, que j'appelle un « thermogalvanomètre », est beaucoup plus sensible et plus délicat. Il consiste essentiellement

en une résistance traversée par le courant à mesurer, placée très près du couple thermoélectrique d'un radiomicromètre de « Boys ». La *fig.* 2 est un diagramme de l'instrument et la *fig.* 3 une vue d'ensemble.

Entre les pôles N, S d'un aimant permanent est suspendue au moyen d'un fil de quartz, une boucle de fil métallique, qui porte un couple thermoélectrique BiSb attaché à son extrémité inférieure. Un mince tube en verre effilé est fixé à la boucle pour porter le miroir M.

En dessous du couple thermoélectrique est placée la résistance chauffante *h* dont une borne est reliée au corps de l'instrument pour éviter les forces électrostatiques. Le mode d'action de l'instrument est le suivant : Le courant à mesurer échauffe la résistance *h*, ce qui produit une différence de température entre les deux soudures du couple thermoélectrique. Un courant continu est engendré et circule dans la boucle, et celle-ci tourne dans le champ magnétique en tordant le fil de quartz.

Les déviations de l'instrument sont pratiquement proportionnelles au carré du courant qui traverse *h*, et la déviation atteint sa valeur finale à moins de $\frac{1}{500}$ au bout de dix secondes, ce qui fait que l'instrument indique, après dix secondes, le courant à 0,1 0/0 près.

La sensibilité absolue et relative dépend de la valeur et de la position de la résistance chauffante *h*. Il est évident que, si l'on désire mesurer une très petite intensité, il faut donner à *h* une résistance aussi grande que possible ; pour une petite différence de potentiel, *h* doit au contraire être petit. Il y a ainsi une meilleure résistance pour chaque emploi. Le tableau I montre que la puissance dissipée par *h* pour une déviation donnée ne dépend pas beaucoup de sa résistance.

Pour que la déviation atteigne très vite sa valeur finale, il faut que les dimensions de *h* soient aussi petites que possible. Pour cela la résistance *h* consiste en un simple morceau de fil droit d'une longueur de 3 à 4 millimètres. On fabrique facilement, en leur donnant cette longueur, des résistances de 5 ohms ou moins ; jusqu'à 20 ou 25 ohms, je les ai faits en découpant des bandes minces dans des feuilles d'or ; pour des résistances plus grandes, j'ai employé du verre effilé recouvert d'une couche très mince de platine. De cette manière il est facile de fabriquer un fil long de 3 millimètres ayant une résistance de 1000 ohms et au delà. Ces résistances supportent

sans danger assez de courant pour pouvoir être employées dans l'instrument. Comme exemple, une résistance de 2000 ohms n'a brûlé qu'avec 6 milliampères.

Les résultats des essais obtenus avec des résistances h de valeurs très différentes sont résumés dans la tableau I, qui ne nécessite pas d'explication.

TABLEAU I. — *L'échelle placée à 1000 mètres.*

Thermogalvanomètre avec résistance chauffante en	Résistance en ohms	Déviation de 250 millimètres		
		Intensité Microampères	Différence de potentiel Millivolts	Puissance Microwatts
Fil de « Kruppin »...	5,55	1470	8,2	12,0
Bande de feuille d'or.	18	800	14,4	11,5
Verre platiné.......	103	346	35,6	11,5
—	202,5	275	55,6	12,3
—	363	231	84	19,4
—	1071	121	130	15,7
—	3367	88	296	26,0
—	13910	31	431	13,9

Thermogalvanomètre avec résistance chauffante en	Résistance en ohms	La plus petite déviation mesurable soit 10 millimètres		
		Intensité Microampères	Différence de potentiel Millivolts	Puissance Microwatts
Fil de « Kruppin »...	5,55	294	1,64	0,48
Bande de feuille d'or.	18	160	2,9	0,46
Verre platiné.......	103	69	7,1	0,49
—	202,5	55	11,1	0,61
—	363	46	16,7	0,77
—	1971	24	26,0	0,62
—	3367	17,6	59	1,04
—	13910	6,2	86	0,53

Les applications pratiques de l'appareil sont assez variées à cause de sa grande sensibilité jointe à sa self-induction et à sa capacité très minimes. On peut l'employer pour mesurer les courants téléphoniques, ce qui a une grande importance en ce moment, puisqu'il y a tant de questions à résoudre dans le problème de l'emploi des bobines d'inductance le long des lignes téléphoniques. On peut citer comme exemple de la sensibilité de l'instrument ce fait qu'on obtient en sifflant dans un récepteur téléphonique type « Bell » assez de courant pour donner une déviation de quelques centaines de millimètres, et qu'avec un transmetteur microphonique ordinaire on obtient une

déviation considérable, même quand on se place à 4 ou 5 mètres du transmetteur. Il me paraît aussi que, dans certaines conditions, il remplacerait avec avantage le téléphone dans la mesure des conductibilités des liquides par la méthode « Kohlrausch ».

C'est surtout aux expériences de télégraphie sans fil que l'instrument convient le mieux. Le Bureau des Postes anglaises et l'auteur ont en train une longue série d'essais sur ce sujet ; comme ces essais ne sont pas encore terminés, je ne puis pas entrer dans des détails. Les expériences ont porté sur la valeur du courant dans l'antenne réceptrice quand on a fait varier la hauteur des antennes, la distance entre les deux stations, la prise de terre, etc...

Il m'est bien difficile de comparer la sensibilité du thermogalvanomètre avec celle du bolomètre que M. le lieutenant Tissot a employé dans ses expériences très intéressantes « sur la valeur de l'énergie mise en jeu dans une antenne réceptrice à différentes distances ». Mais, en me servant d'un fil de platine de 6 μ de diamètre, j'ai trouvé la sensibilité plus grande avec le fil dans le thermogalvanomètre qu'avec le même fil comme bolomètre dans un pont de Wheatstone, à moins d'employer dans le pont un galvanomètre de la plus haute sensibilité possible, ce qui rend le réglage du pont extrêmement ardu et délicat. M. Tissot a remarqué que la résonance est très bien mise en évidence par le bolomètre ; cette remarque s'applique tout aussi bien au thermogalvanomètre, si l'on emploie des oscillations peu amorties et si la résistance chauffante est petite, la résonance se montre extrêmement nette et même intense.

J'ai fait construire des voltmètres et ampèremètres pour la technique courante : basés sur le même principe que le thermogalvanomètre des instruments à pivots, ils donnent de très bons résultats et j'espère les décrire prochainement.

En terminant cette note, je voudrais remercier la Société française de Physique du très grand honneur qu'elle m'a fait en me permettant de lui présenter ces appareils.

DÉTERMINATION DE LA DILATATION DU MERCURE;

Par M. P. CHAPPUIS.

Les déterminations faites par Regnault [1] de la dilatation du mercure par la méthode absolue présentent, comme l'a remarqué Broch [2], une lacune assez importante aux températures basses, voisines de la température ambiante, pour lesquelles la connaissance de la dilatation est particulièrement importante. En effet, sur les trente-cinq observations qu'a effectuées l'illustre physicien, une seule, se rapportant à l'intervalle de température 10°-64°, donne le coefficient moyen à 37°. Toutes les autres ont été exécutées à des températures moyennes supérieures.

Les progrès réalisés en métrologie permettent aujourd'hui d'aborder la détermination de la dilatation du mercure par la méthode relative du thermomètre à poids, qui exige, il est vrai, une connaissance exacte de la dilatation de l'enveloppe, mais a, sur la méthode absolue, l'avantage de se prêter mieux à la mesure des températures.

La détermination de la dilatation du mercure par la méthode du thermomètre à poids comprend deux opérations distinctes : la mesure de la dilatation linéaire de l'enveloppe, de laquelle on déduit la dilatation cubique, et celle de la dilatation apparente du mercure. La dilatation absolue du mercure étant la somme de la dilatation cubique du réservoir thermométrique et de la dilatation apparente du mercure dans celui-ci, il est facile de voir que, si l'on veut obtenir dans le résultat une précision de l'ordre de un millionième, il est nécessaire de réaliser dans la détermination de la dilatation linéaire une précision trois fois plus grande. Dans les expériences, effectuées au Bureau international des Poids et Mesures, dont je vais donner un résumé [3], j'ai donné tous mes soins à cette mesure, pour laquelle j'ai pu disposer des installations et des instruments remarquables du Bureau.

Détermination de la dilatation linéaire du réservoir. — Le tube de verre dur [4] qui devait constituer l'enveloppe du thermomètre à poids

---

(1) *Mém. de l'Acad. des Sciences*, t. XXI, p. 271-328; 1847.

(2) *Trav. et Mém. du Bureau international des Poids et Mesures*, t. II; 1883.

(3) *Dilatation du mercure* (*Trav. et Mém. du Bureau international des Poids et Mesures*, t. XIII; 1903).

(4) Ce verre, fabriqué par la verrerie Guilbert-Martin à Saint-Denis, présente une assez grande fixité de composition et a été généralement adopté en France pour la construction des thermomètres étalons.

avait les dimensions suivantes : longueur, 106 centimètres ; diamètre extérieur, 40 millimètres ; diamètre intérieur, 36 millimètres. A égale distance des extrémités on avait tracé au diamant deux traits fins, perpendiculaires à l'axe du tube et distants de 1 mètre environ.

La méthode suivie pour la mesure de la dilatation linéaire de ce tube consiste à comparer à une règle de longueur connue la longueur définie par les deux traits tracés sur le tube de verre. Cette mesure se fait en amenant successivement, à plusieurs reprises, le tube et la règle sous les microscopes d'un comparateur. On compare ainsi le tube de verre à la règle un grand nombre de fois, après avoir fait varier la température du verre dans des limites aussi étendues que possible, tandis que l'on maintient la température de la règle sensiblement constante.

Dans ces mesures, le tube de verre occupait le centre d'une auge en cuivre rouge à double paroi. L'auge pouvait être portée à différentes températures par la circulation de vapeurs d'éther, de chloroforme, d'alcool ou d'eau. Ces vapeurs, dégagées d'une chaudière, pénétraient d'abord dans la double paroi de l'auge et de son couvercle et passaient de là, par un joint libre, fermé au mercure, dans le tube de verre qu'elles traversaient dans toute sa longueur, avant de se rendre au condenseur et de retourner à la chaudière.

Ces dispositions m'ont permis de déterminer les allongements du tube de verre entre la température ambiante, voisine de 2°, et les températures 100°, 78°, 60° et 35°. Afin de mieux éviter les erreurs systématiques, je faisais les comparaisons alternativement à la température ambiante et à la température élevée.

Des 53 séries d'observations j'ai déduit l'expression suivante de la dilatation linéaire du verre dur entre les limites 0° et 100° :

$$L_T - L_0 = L_0\,[0{,}000\,007\,232\,1T + 0{,}000\,000\,005\,444T^2].$$

Pour la dilatation cubique, on trouve :

$$V_T - V_0 = V_0\,[0{,}000\,021\,696\,3T + 0{,}000\,000\,016\,384T^2].$$

L'étude de la dilatation terminée, je fis fermer à la lampe d'émailleur l'une des extrémités du tube de verre. A l'autre extrémité, je fis souder un tube capillaire, de 1 millimètre environ de diamètre intérieur, calibré et jaugé, portant une division en millimètres. Je constituai ainsi un grand réservoir thermométrique, dont la capacité

à 0°, déterminée par des jaugeages au mercure, fut trouvée égale à :

$$V_0 = 963^{ml},0128.$$

Détermination de la dilatation apparente du mercure dans le verre dur. — Le réservoir de verre, rempli de mercure pur sous le vide de la pompe, a été placé horizontalement sur deux supports, au centre d'une auge de cuivre employée antérieurement à la comparaison du thermomètre à gaz avec les thermomètres à mercure et pouvant servir comme étuve ou comme bain d'eau. Le tube capillaire se prolongeait horizontalement au dehors de l'auge. Son extrémité, recourbée vers le bas, plongeait dans un petit vase destiné à recueillir le mercure écoulé.

La température du bain, qui pouvait être variée à volonté dans de larges limites, était rendue constante et uniforme par une agitation énergique du liquide. On la mesurait à l'aide de quatre thermomètres-étalons disposés symétriquement dans l'auge intérieure autour du réservoir thermométrique.

En conséquence de sa grande masse, le thermomètre à poids ainsi constitué présentait une grande inertie aux variations de la température. Comme celles-ci ne sauraient être évitées, il eût été difficile de connaître exactement la température moyenne du réservoir au moment précis où le vase qui recueillait le mercure écoulé devait être enlevé. Pour remédier à cet inconvénient, j'élevais d'abord la température du bain de 1° environ au-dessus de celle choisie pour l'expérience, puis je l'abaissais peu à peu, après avoir enlevé le vase à mercure. Le mercure rentrait alors dans la partie divisée du tube capillaire, où l'on pouvait observer les fluctuations de son volume pendant un temps assez long pour faire disparaître les effets de l'inertie du thermomètre.

On faisait ainsi à chaque température une dizaine d'observations alternatives de la position du ménisque de mercure dans le tube capillaire et de la température du bain, en ayant soin, entre chaque observation, de comprimer un instant l'air dans le tube capillaire, de manière à refouler le mercure de quelques divisions. Après la compression, le ménisque revenait lentement en gardant une courbure régulière. On évitait ainsi les effets des courbures variables des ménisques mercuriels.

A la température de la glace fondante, les mesures pouvaient être simplifiées à cause de la fixité de la température. Les lectures étaient

alors espacées de vingt en vingt minutes ; mais, en raison de l'importance de ce point de départ, j'ai fait plusieurs déterminations du zéro du thermomètre à poids pendant le cours des expériences, afin de m'assurer qu'aucune perte n'avait eu lieu pendant les mesures, et de tenir compte des modifications lentes qui auraient pu se produire dans la capacité du réservoir.

Quatre séries d'expériences ont été faites à la température de 100° dans la vapeur d'eau.

Les observations sont résumées dans le tableau suivant, dans lequel T représente la température moyenne de la série et M_T la somme des masses du mercure contenu dans le vase servant aux pesées et dans le tube capillaire, au delà du trait 0 de la division :

Zéros.

Dates 1890	Température T	Masse de mercure M_0	
4 novembre	0	243g,034 08	
7 —	0	036 62	
11 —	0	042 56	
18 —	0	044 41	
18 —	0	221 44	Nouveau départ
24 —	0	229 66	
6 décembre	0	221 29	
13 —	0	243 ,218 58	

Déterminations à T°.

6 novembre	99°,720	447 ,173 05
10 —	99 ,679	447 ,101 15
13 —	99 ,868	447 ,494 27
21 —	100 ,131	448 ,201 81

Déterminations à 100°.

26 novembre	9°,891	263g,869 23
26 —	10 ,005	263 ,107 59
27 —	20 ,182	285 ,227 19
27 —	20 ,381	285 ,668 31
28 —	29 ,862	305 ,238 01
28 —	30 ,155	305 ,850 63
4 décembre	44 ,595	335 ,530 13
4 —	44 ,315	334 ,956 53
6 —	4 ,941	253 ,574 23
6 —	5 ,055	253 ,802 74
9 —	40 ,407	326 ,934 90
9 —	40 ,476	327 ,068 03
10 —	34 ,654	315 ,132 04

Dates 1890	Température T	Masse de mercure M_0
10 décembre	34°,959	315_0,737 88
11 —	25 ,388	296 ,025 74
11 —	25 ,140	295 ,517 35
12 —	14 ,823	274 ,145 64
12 —	14 ,824	274 ,149 04

Le calcul de ces observations par la méthode des moindres carrés conduit à l'expression suivante de la dilatation absolue du mercure :

$$1 + K[T] = 1 + 0{,}000\,181\,690T - 0{,}000\,000\,002\,951T^2 + 0{,}000\,000\,000\,114\,56T^3.$$

Les erreurs résiduelles qui résultent de la comparaison de cette fonction avec les observations atteignent dans un seul cas 2 microlitres, soit 2 millionièmes du volume initial.

Détermination indirecte de la dilatation du mercure. — La dilatation du mercure peut aussi être déduite des comparaisons effectuées antérieurement entre les étalons à mercure en verre dur et le thermomètre à hydrogène[1], en admettant, pour la valeur de l'intervalle fondamental, l'augmentation moyenne de volume du mercure, entre 0° et 100°, résultant des expériences actuelles. Cette méthode suppose, par conséquent, l'identité de la dilatation du verre constituant les réservoirs des thermomètres étalons et du thermomètre à poids. Comme cette identité n'est pas vérifiable, la méthode indirecte ne peut fournir qu'un contrôle des mesures précédentes, dont elle n'est pas, d'ailleurs, tout à fait indépendante. Elle présente cependant l'avantage de fournir une expression de la dilatation du mercure entre des limites un peu plus étendues que les mesures précédentes; car les comparaisons thermométriques embrassent l'intervalle de la température (— 25° + 100°). Il convient de remarquer que, dans ces comparaisons, les indications des thermomètres étalons à mercure ont été rapportées au zéro pris immédiatement après l'observation de la température (zéro déprimé), tandis que les observations du thermomètre à poids se rapportent au zéro relevé. Si l'on rapporte ces mesures à la même échelle suivant les principes développés par M. Guillaume dans sa *Thermométrie de précision*[2] et si l'on tient compte en outre de la correction de Poggendorff, on obtient

(1) F. CHAPPUIS, *Études sur le thermomètre à gaz et comparaisons des thermomètres à mercure* (*Trav. et Mém. du Bureau des Poids et Mesures*, t. VI).

(2) Ch.-Ed. GUILLAUME, *Thermométrie de précision* : consulter p. 257, 149, 196, 201 et suiv.

pour la dilatation absolue du mercure l'expression :

$$1 + K'(T) = 1 + 1{,}815\,405 \times 10^{-4}T + 0{,}195\,130 \times 10^{-8}T^2 + 1{,}009\,17 \times 10^{-10}T^3 - 2{,}038\,62 \times 10^{-13}T^4.$$

J'ai réuni dans le tableau suivant les valeurs calculées de 10 en 10° par les deux fonctions représentant la dilatation du mercure $1 + K(T)$, $1 + K'(T)$, et celles déduites des expériences de Regnault par Wüllner et par Broch.

Ce tableau montre que les résultats obtenus par la méthode relative du thermomètre à poids concordent d'une manière remarquable avec les résultats de Regnault.

Dilatation du mercure.

T	D'après Wüllner Echelle Regnault	D'après Broch Echelle normale	Chappuis Méthode directe Echelle normale	Chappuis Méthode indirecte Echelle normale
— 20			0,996 364	0,996 369
— 10			0,998 183	0,998 185
0	1,000 000	1,000 000	1,000 000	1,000 000
+ 10	1,001 813	1,001 818	1,001 817	1,006 816
+ 20	1,003 628	1,003 636	1,003 634	1,003 632
+ 30	1,005 446	1,005 455	1,005 451	1,005 451
+ 40	1,007 267	1,007 274	1,007 270	1,007 271
+ 50	1,009 090	1,009 094	1,009 091	1,009 093
+ 60	1,010 916	1,010 916	1,010 916	1,010 919
+ 70	1,012 746	1,012 738	1,012 743	1,012 747
+ 80	1,014 578	1,014 563	1,014 575	1,014 579
+ 90	1,016 414	1,016 388	1,016 412	1,016 415
+ 100	1,018 253	1,018 216	1,018 254	1,018 254

SUR LA VITESSE DE DISSOLUTION DES SELS DANS LEURS SOLUTIONS AQUEUSES (1) ;

Par M. J. SCHURR.

I. — Stries de convection et figures de corrosion.

Quand une face cristalline est exposée à l'action dissolvante d'un liquide, elle se couvre de figures plus ou moins régulières. On con-

(1) Extrait d'un mémoire plus étendu, qui fait l'objet d'une thèse soutenue devant la Faculté des sciences de l'Université de Clermont, le 28 juin 1904, et qui a été publié *in extenso* dans le *Journal de Chimie physique* de Ph.-A. Guye (t. II, p. 245 à 306 ; 1904).

naissait les *figures de corrosion*, déterminées par la nature de la face cristallographique. J'ai montré qu'elles sont nettement distinctes d'un autre groupe de cavités dessinées sur le plan de la face, auxquelles j'ai donné le nom de *stries de convection*. Celles-ci apparaissent en régime permanent de dissolution ; elles caractérisent les courants de convection du liquide dont la forme se grave, en quelque sorte, sur la surface du solide. Le régime de la dissolution varie avec la direction de la face par rapport à celle de la pesanteur ; il en est de même des stries qui représentent une section transversale des courants de convection. Par exemple, sur une face horizontale, placée à la partie inférieure du cristal et attaquée par un excès de liquide, il se produit des cellules hexagonales, ayant la plus grande analogie avec les cellules que M. Bénard (1) a observées dans l'étude du mouvement des liquides en couche horizontale, transportant de la chaleur par convection. Au contraire, si le cristal prend une autre orientation, de manière que la face attaquée soit inclinée sur l'horizon et dirigée au-dessous, on observe des stries parallèles. En outre, la nature de la face cristallographique importe peu pour la forme des stries : ainsi on peut obtenir des stries parallèles sur les trois principaux types de faces d'un cristal de sulfate de cuivre, en plaçant successivement chacune d'elles dans les mêmes circonstances de dissolution ; mais, si ces conditions viennent à varier, il en sera de même du système de stries.

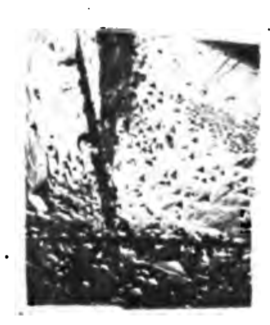
Ces propriétés n'ont rien de commun avec celles des figures de corrosion. Pour le montrer, je rappellerai les caractères de ces dernières, d'après l'ouvrage de Baumhauer (1894) (2). Une figure de corrosion est une cavité, limitée par des surfaces planes et donnant l'empreinte en creux d'un polyèdre cristallin. De tels polyèdres ont la même symétrie que celle du cristal ; leur remarquable constance de similitude et d'orientation dans une même face, quelle que soit la position de celles-ci par rapport au liquide, peut servir à définir sa nature. L'une des applications les plus heureuses de cette propriété consiste dans la manière de reconnaître la complexité d'une face (par exemple une macle plane) ; il suffit d'y provoquer des figures de corrosion et de voir qu'elles forment des groupes différemment orientés.

---

(1) *Étude expérimentale des courants de convection dans une nappe liquide.* Thèse de Paris, 1901. — *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 513 et 537 ; 1900.

(2) *Die Resultate der Aetzmethode ;* Engelmann, à Leipzig.

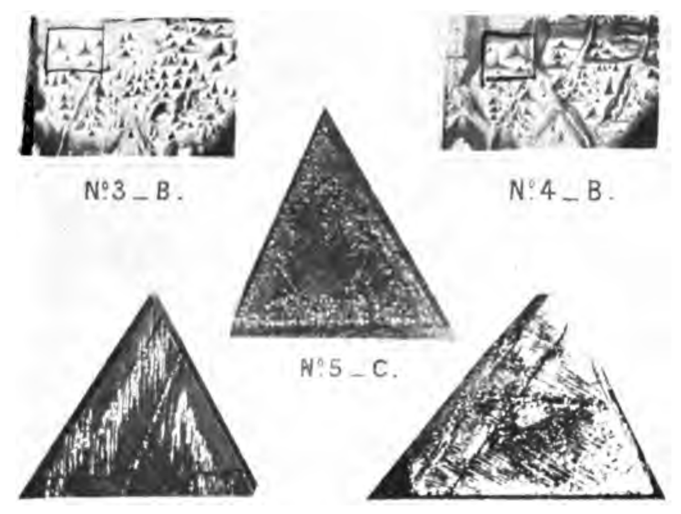
FIGURES DE CORROSION ET STRIES DE CONVECTION DE L'ALUN DE CHROME



N°1 _ A.



N° 2 _ A.



N°3 _ B. N°4 _ B. N°5 _ C. N°6 _ D. N°7 _ F.

N° 1. — A. Figures de corrosion (G = 10) obtenues après 2 secondes d'attaque.
N° 2. — A. Figures de corrosion (G = 10) obtenues après 4 secondes.
N° 3. — B. Figures de corrosion (G = 10) obtenues après 2 secondes.
N° 4. — B. Figures de corrosion (G = 10) obtenues après 6 secondes (on voit dans le carré tracé à l'encre une figure qui a grandi aux dépens d'une autre).
N° 5. — C. Stries de convection (G = 2/3) obtenues après 1 minute sur une face horizontale en dessous du cristal.
N° 6. — D. Stries de convection (G = 2/3) obtenues après 1 minute sur une face inclinée à 45° vers le bas.
N° 7. — F. Stries de convection (G = 2/3) obtenues après 1 minute sur une face à peine inclinée.

Je résume dans le tableau suivant les caractères distinctifs des deux sortes de figures, caractères sur lesquels il importe d'autant plus d'appeler l'attention que *plusieurs auteurs nous paraissent avoir décrit comme figures de corrosion de types différents des figures qui ne sont autre chose que des combinaisons de figures de corrosion proprement dites et de stries de convection*, produites à l'instant où le régime variable prend fin.

Figures de corrosion.	*Stries de convection.*
1° Apparaissent, dès le début de l'attaque, en régime variable;	1° Apparaissent, en régime permanent, quelque temps après le début de l'attaque;
2° Leur forme et leur orientation, constantes sur une face, varient avec sa nature, mais non pas avec sa position par rapport au liquide;	2° Leur forme et leur orientation varient, pour une face, avec sa position dans le liquide, mais non pas avec sa nature cristallographique;
3° Leur mode d'apparition et de croissance est inconnu; il paraît quelconque. Leurs dimensions sont très variables sur une même face $\left(\text{en moyenne de } \frac{1}{200} \text{ à 1 millimètre de diamètre avec l'eau pure}\right)$.	3° Leur apparition et leurs dimensions dépendent du régime liquide; celles-ci sont définitives dès que le régime est permanent, et elles ont la même valeur en toutes les parties d'une même face $\left(\text{en moyenne de } \frac{1}{2} \text{ à 1 millimètre de diamètre avec l'eau}\right)$.

Ces différences s'observent facilement sur les photographies ci-jointes de quelques échantillons d'alun de chrome, après leur attaque par l'eau. Sur les échantillons (A) et (B), on aperçoit les figures de corrosion et leur variation irrégulière pendant l'action du liquide. Sur les échantillons (C) et (D), les stries de convection, régulières, déterminées par la permanence du régime liquide. Sur l'échantillon (E), des stries mal définies.

II. — Influence de la concentration sur la vitesse de dissolution.

La rapidité du phénomène de la dissolution doit dépendre d'une foule de circonstances dont les unes se réalisent aisément, par exemple la température et la concentration du dissolvant, et dont les autres, telles que la pureté et la microstructure du solide, ne se reproduisent identiquement qu'avec difficulté. Toutefois, si, après un essai,

les stries de convection ont conservé une grande uniformité dans leurs dimensions, on en conclura que l'ensemble des conditions de la dissolution est bien déterminé; et ensuite, lorsque, dans plusieurs essais consécutifs, on aura observé les mêmes stries, on admettra que la dissolution s'est effectuée, à chaque fois, dans les mêmes conditions.

Dès lors la vitesse de l'usure normale à une face — considérée isolément et occupant toujours la même position dans le liquide — prend une signification précise, sans qu'il soit nécessaire de se préoccuper des conditions hydrodynamiques des mouvements des fluides visqueux (trajectoires, frottement interne, etc...).

Méthode expérimentale. — Le cristal est recouvert d'une couche de paraffine dont une partie se termine dans le plan de la face, à laquelle elle constitue une sorte d'anneau de garde destiné à régulariser les courants de convection.

Ainsi préparé, le solide est suspendu sous le plateau d'une balance par l'intermédiaire d'un fil fin en coton paraffiné, puis immergé dans le dissolvant. Aussitôt après, la tare doit être effectuée. Il ne reste plus qu'à mesurer les intervalles de temps qui correspondent à des pertes de poids données (on compense ces pertes par l'addition des surcharges pour ramener l'aiguille de la balance au zéro). La perte apparente de poids pendant l'unité de temps sera ainsi connue, et par conséquent la vitesse normale de dissolution qui se calcule facilement en fonction des poids spécifiques du solide et du liquide.

J'ai soigneusement contrôlé cette méthode expérimentale par l'étude de l'influence de la capillarité et par celle de l'agitation du liquide; j'ai montré, en particulier, que les mouvements lents du fléau ne détruisent pas le régime permanent du liquide, puisqu'un faible courant d'entraînement mécanique ne modifie pas la vitesse de dissolution.

Résultats. — 1° Avec des cristaux de sulfate de cuivre, la vitesse normale de dissolution reste la même, quelle que soit la face attaquée, pourvu qu'elle occupe toujours la même position relative dans le liquide. Ce résultat ne doit pas nous surprendre, car des faces de nature cristallographique très différente se sont recouvertes des mêmes stries de convection. Par conséquent, dans des circonstances déterminées, la vitesse de dissolution ne dépend que de la concentration du liquide. — Si l'on attaque un cristal simultanément par toutes ses faces, le solide s'use inégalement et très irrégulièrement, parce que le régime liquide est très variable le long de sa surface;

pour cette raison, les résultats les plus contradictoires se laissent expliquer.

2° Pour l'influence de la concentration du dissolvant, j'ai donné la loi suivante : *la vitesse de dissolution d'un sel, dans sa propre solution, est proportionnelle à la différence des logarithmes de la concentration maximum et de la concentration actuelle.*

Dans certains cas particuliers, la différence des logarithmes peut être remplacée par la différence des concentrations ; on retrouve ainsi une loi limite, la seule connue jusqu'à présent et donnée par MM. Noyes et Whitney (1).

La loi logarithmique que j'ai énoncée se trouve seulement en défaut dans le cas des dilutions très étendues. Comme les formules de Nernst sont également en défaut dans le même cas, j'ai pensé que la loi précédente pouvait se rattacher aux considérations théoriques sur lesquelles Nernst a fondé sa théorie osmotique des piles.

La loi a été vérifiée avec le sulfate de cuivre et les aluns, en particulier avec l'alun de chrome (2).

III. — Considérations théoriques.

Désignons par x_0 le poids de substance capable de saturer un litre d'eau à la température de l'expérience, par x le poids de substance actuellement en dissolution. La valeur x_0 représente la concentration maximum, et x la concentration actuelle.

Soient dx la perte de poids subie par le corps pendant le temps dt à l'époque t;

dN, l'épaisseur, en centimètres, du cristal qui se dissout normalement à une face pendant le même temps (N est comptée positivement à partir de la surface de contact vers l'intérieur du solide).

La vitesse de dissolution $\left(\frac{dx}{dt}\right)$ de la masse solide et la vitesse normale de dissolution à la face $\left(\frac{d\mathrm{N}}{dt}\right)$ satisfont à la relation évidente :

$$(1) \qquad \frac{dx}{dt} = \mathrm{SD}\,\frac{d\mathrm{N}}{dt},$$

(1) *Bulletin de la Soc. chim. de Paris*, t. XX, p. 419; 1898 ; — et *Am. Chem. Soc.*, t. XIX, p. 930.

(2) On trouvera les tableaux numériques dans le mémoire du *Journal de Chimie physique*. Dans l'un des exemples choisis, la vitesse de dissolution n'est pas exactement proportionnelle, mais elle *varie proportionnellement* à la différence des logarithmes des concentrations maximum et actuelle.

S étant le nombre de centimètres carrés de surface attaqués par le liquide, et D le poids spécifique du solide.

D'autre part, mes expériences ont montré que l'on a aussi, K étant un coefficient de proportionnalité :

$$(2) \qquad K \frac{dN}{dt} = \log \frac{x_0}{x}.$$

Les relations (1) et (2) conduisent à la formule :

$$(3) \qquad \frac{dx}{dt} = \frac{SD}{K} \log \frac{x_0}{x} = A \log \frac{x_0}{x},$$

qui satisfait à la condition d'équilibre correspondant à l'état de saturation et pour laquelle on doit avoir :

$$\begin{cases} x = x_0 \\ \frac{dN}{dt} = 0. \end{cases}$$

Au contraire, dans le second cas limite, celui de la concentration zéro (dilution infinie), l'équation (3) n'est plus applicable, puisque, pour $x = 0$, la vitesse $\left(\frac{dx}{dt}\right)$ prend une valeur finie, au lieu d'être infinie.

Cas particulier. — Lorsque les corps sont peu solubles, les concentrations (x_0) et (x) ont des valeurs assez rapprochées pour qu'il soit permis dans la formule (3) de remplacer $\left(\log \frac{x_0}{x}\right)$ par le premier terme de son développement en série en fonction de $(x_0 - x)$, de sorte que la formule simplifiée devient :

$$(4) \qquad \frac{dx}{dt} = A\,(x_0 - x),$$

ou bien

$$(4)' \qquad \frac{1}{t} \log \frac{x_0}{x_0 - x} = A.$$

L'expérience devra décider jusqu'à quel point l'approximation précédente est acceptable, c'est-à-dire si l'expression $\left(\frac{1}{t} \log \frac{x_0}{x_0 - x}\right)$ peut être regardée pratiquement comme une constante, quel que soit le temps, lorsque la substance se dissout dans *une quantité limitée d'eau.* MM. Noyes et Whitney avaient employé comme

substances le chlorure de plomb et l'acide benzoïque. Le liquide était agité et rendu homogène, grâce à un mouvement de rotation d'un tour par seconde communiqué au vase qu'il renfermait. — Ils avaient conclu de leurs essais que l'expression (A) était une constante, non seulement pour les deux corps en question, mais encore pour un corps quelconque, parce que les substances choisies par eux étaient très différentes au point de vue de leur fonction chimique.

Ces conclusions me semblent trop générales. Remarquons d'abord que les différences qu'ils trouvent dans les valeurs de (A) atteignent $\left(\frac{1}{20}\right)$. Peut-être, par un choix plus grand de substances, auraient-ils aperçu la diminution systématique de (A) avec le temps. En second lieu, leur vérification sur des corps peu solubles pourrait subsister, dans les mêmes limites de précision, pour une loi quelconque du phénomène, car on trouverait un nombre infini de fonctions de la concentration dont le développement en série, réduit au premier terme, reproduirait la relation (4).

Dans le but d'éclaircir ce cas particulier, j'ai étudié la dissolution de 13 poudres salines dans une quantité limitée d'eau. Dans tous les cas, l'expression (A) diminue d'abord rapidement pour tendre ensuite vers une valeur invariable, à mesure que la solution se rapproche de la saturation. Ce résultat était à prévoir, puisque la concentration (x) tend vers la concentration maximum (x_0) en solution limitée ; la formule (4) devenait applicable, car ($x_0 - x$) tendait vers zéro.

Laissant maintenant de côté le cas particulier qui vient d'être examiné, cherchons un fondement rationnel à la loi logarithmique du cas général, représentée par les formules (2) et (3).

Fondement rationnel de la loi logarithmique. — Toute substance soluble attire le dissolvant et inversement. Ces attractions sont parfois très puissantes, comme le démontrent les grandes valeurs de la pression osmotique. A la suite de cette attraction, il se forme une couche superficielle saturée (B) à la surface du solide (A), de concentration maximum (x_0) et exerçant sur ce dernier une pression qui est capable d'empêcher les molécules non dissoutes de se mouvoir dans le liquide. On exprime ce résultat en disant que la pression (ou la tension) de dissolution du sel est égale et de sens opposé à la pression osmotique maximum qui s'exerce de la part du liquide.

M. Nernst [1], dans ses recherches sur l'électrolyse des solutions, a fait intervenir la notion de la pression de dissolution, pour le calcul de la différence de potentiel au contact entre une lame métallique et une solution d'un des sels du métal. Après avoir supposé que le métal se charge négativement au contact de l'eau en mettant en liberté des ions chargés positivement, M. Nernst examine les forces qu'ils supportent. Leur force d'expansion (p) est mesurée par la pression osmotique, d'après des lois connues, auxquelles obéissent les ions, comme les molécules ordinaires. Soit (p_0) la pression de dissolution du métal. Si $p_0 > p'$, le métal se dissout sous forme d'ions ; à la suite de ce transport, la solution étant chargée positivement au voisinage du métal, et celui-ci négativement, les ions subiront une force supplémentaire (p'), due au champ électrostatique de la couche double.

L'équilibre sera réalisé lorsque la pression osmotique (p), augmentée de la force électrique (p'), sera égale à la pression de dissolution (p_0).

Remplaçons maintenant le métal par un sel solide qui le renferme. Si la molécule saline se dissocie par le fait de la dissolution, en un cation et en un anion, il se produira deux forces électriques égales et de sens opposé, l'une qui s'exercera sur le cation et l'autre sur l'anion ; leur résultante sera nulle, et tout se passera comme si la molécule saline dissoute conservait son état moléculaire dans le voisinage du solide et n'était soumise qu'à l'action de la pression osmotique dont la valeur est définie par la concentration maximum (x_0) de la couche de passage, pression égale et de sens opposé à la pression de dissolution (p_0).

Cela posé, admettons que le régime du phénomène de la dissolution soit établi, à température constante. Au contact de la couche saturée (B), il tend à se produire par diffusion une seconde couche saturée (C) et ainsi de suite. Mais les mouvements de convection du liquide, qui ont été obtenus dans mes expériences par l'action de la pesanteur (et qui pourraient être réalisés par tout autre moyen), ne laissent pas aux actions diffusives le temps de saturer la couche (C). Celle-ci conserve de la sorte la concentration (x) du reste du liquide, supposé en assez grande masse pour que (x) puisse être regardé comme constant durant l'essai.

---

(1) *Theoretische Chemie*, 4e édit., Enke, Stuttgart, p. 701 ; 1903. — Voir aussi : *Berichte der deut. chem. Gesellschaft*, XXX ; 1897.

Par conséquent la pression osmotique dans la couche (C) reste également invariable, et sa valeur (p) correspond à la concentration (x) de la masse totale du liquide.

Lorsque donc le régime sera établi, il y aura équivalence, pendant le même temps, entre les travaux suivants :

1° Travail des forces de contact dans l'établissement de la couche de passage (B) ; les molécules solides attirent le dissolvant et réciproquement ; dès que la couche est saturée, la pression de dissolution du solide est égale à la pression osmotique maximum de la solution saturée ;

2° Travail inverse de la dilution, les molécules passant de la couche (B) à la couche (C) et la pression osmotique variant de la valeur maximum (p_0) à la valeur définitive (p);

3° Travail des forces extérieures qui entretiennent le régime permanent.

Les notions que l'on possède aujourd'hui sur la pression osmotique permettent de trouver l'expression du travail de dilution, lorsqu'une couche saturée de concentration (x_0) se transforme en une couche diluée de concentration (x).

Van't Hoff admet que les molécules d'un corps dissous ont une pression osmotique égale à la pression que posséderait le même nombre de molécules du corps à l'état gazeux, et que le travail mis en jeu, dans une transformation qui fait passer le corps dissous de la pression osmotique (p_0) à la pression (p), est égal au travail qui est nécessaire pour faire passer la même masse du corps, considéré à l'état gazeux, de la pression (p_0) à la pression (p).

Or, le travail de la dilatation isothermique d'une molécule-gramme de gaz est, dans ces conditions, donné par l'expression connue $\left(\mathrm{RT} \log \frac{p_0}{p}\right)$, conséquence de la formule de Mariotte et Gay-Lussac : $pv = \mathrm{RT}$. Cette formule étant applicable aux corps dissous, il en résulte que, si la molécule-gramme de sel passe de la pression (p_0) à la pression osmotique (p), il faudra mettre en jeu une certaine quantité de travail ayant pour valeur $\left(\mathrm{RT} \log \frac{p_0}{p}\right)$ ou $\left(\mathrm{RT} \log \frac{x_0}{x}\right)$, en remplaçant le rapport des pressions par le rapport des concentrations.

Ainsi, quand le régime permanent existe, à température constante, l'apport d'énergie, pendant l'unité de temps, nécessaire à la forma-

tion de la couche de passage, est égal au travail inverse de la dilution pour la couche suivante et sera représenté par une expression de la forme $\left(A \log \frac{x_0}{x}\right)$. Il en sera de même du travail équivalent des forces qui mettent les molécules cristallines en liberté pendant l'unité de temps et dont le nombre est proportionnel à la vitesse de dissolution $\left(\frac{dx}{dt}\right)$. On trouve donc la justification de la formule

$$\frac{dx}{dt} = A \log\left(\frac{x_0}{x}\right).$$

Remarque. — Cette relation n'est satisfaite que d'une manière approchée, lorsqu'elle est soumise au contrôle de l'expérience. Elle suppose que la formule : $pv = RT$, s'applique même au cas limite où la pression osmotique est nulle, et nous ignorons physiquement la valeur de cette pression dans une dilution infinie. Observons d'ailleurs que la formule de Nernst elle-même, pour la différence de potentiel entre un métal et la solution d'un de ses sels, ou entre une solution saline et une autre moins concentrée, conduit à une valeur infinie pour une solution infiniment diluée. Or l'expérience ne donne jamais que des différences de potentiel finies. Nous obtenons donc ici, pour les vitesses de dissolution, une formule qui ne se trouve en défaut que dans le même cas limite où la formule de Nernst, fondée sur les mêmes considérations, est également en défaut.

PROCÉDÉ DE TRACTION DES FILS MÉTALLIQUES;

Par M. P. FOURNEL.

L'étude qualitative des déformations produites par la traction sur les fils métalliques exige que les mesures soient faites dans des conditions expérimentales très nettement définies.

L'allure du phénomène varie en effet d'une façon notable avec les circonstances dans lesquelles ce phénomène est observé. Ainsi les allongements sont différents suivant que le passage d'une charge à une autre se fait brusquement ou d'une façon continue. On sait aussi que la durée d'application des charges est un facteur important qu'il est nécessaire de connaître exactement.

Le procédé de traction que j'utilise actuellement permet de préciser les conditions de l'expérience; il présente aussi l'avantage d'éviter les oscillations qui rendent longues et pénibles les mesures, faites sur les fils tendus verticalement.

Ce procédé est une application simple des propriétés magnétiques des bobines. Un morceau de fer doux (*fig.* 1) cylindrique ou parallélipipédique de forme allongée est suspendu à la partie inférieure du fil vertical. Il plonge jusqu'au milieu de sa longueur à l'intérieur d'une bobine creuse d'un grand nombre de spires.

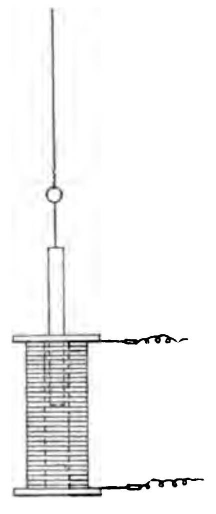


Fig. 1.

Lorsqu'on fait passer un courant électrique dans le fil de la bobine, le cylindre de fer doux est « aspiré » et il exerce une traction sur le fil.

On fait varier brusquement ou insensiblement la grandeur de cette force en modifiant l'intensité du courant magnétisant à l'aide d'un rhéostat discontinu ou continu.

La force attractive varie avec la longueur de fer qui pénètre dans la bobine. Afin d'opérer dans des conditions toujours identiques, on a tracé sur le morceau de fer un trait circulaire et perpendiculaire à son axe. Dans chaque expérience, on règle la hauteur de la bobine de façon que son plan supérieur passe par ce trait lorsque le courant est établi. A cet effet celle-ci est placée sur un

plateau à hauteur variable. Il est nécessaire que la bobine soit solidement fixée à ce plateau pour qu'elle ne se soulève pas quand la force attractive devient supérieure à son propre poids.

Il reste maintenant à mesurer la valeur de la traction ainsi exercée sur le fil. Un moyen très simple consisterait à suspendre le cylindre à ce fil par l'intermédiaire d'un peson. On lirait directement la valeur des charges sur la graduation de cet appareil.

Malheureusement, si l'on veut obtenir avec un peson des indications exactes, il faut l'étalonner fréquemment. D'ailleurs la sensibilité de cet instrument est tout à fait insuffisante pour les faibles tractions.

La méthode suivante est beaucoup plus précise et d'un usage aussi commode. On étalonne d'abord la bobine, c'est-à-dire que pour une même longueur de fer plongeant dans la partie centrale on détermine la force attractive correspondant à chaque valeur du courant. A cet effet on suspend le cylindre de fer doux au plateau d'une balance, et on établit l'équilibre en chargeant convenablement l'autre plateau. Puis, la bobine étant placée à la hauteur voulue, on fait passer un courant d'intensité connue et l'on rectifie l'affleurement du trait de repère. On effectue alors une double pesée, c'est-à-dire qu'après avoir équilibré la force attractive à l'aide d'une tare, on interrompt le courant magnétisant et on rétablit l'équilibre en plaçant des poids marqués sur le plateau auquel est suspendu le cylindre de fer doux.

Cette opération est assez délicate, car lorsque le cylindre s'écarte trop de sa position d'équilibre, la force attractive devient notablement plus forte ou plus faible. On constate alors une sorte de « décrochage » analogue à celui qui se produit lorsqu'on effectue une pesée avec une balance folle. Il est facile d'obvier à cet inconvénient en limitant les oscillations du fléau par deux arrêts. On peut aussi procéder par approximations successives et obtenir la valeur de la force avec une erreur relative tout à fait négligeable.

Lorsqu'on aura effectué cette mesure pour plusieurs valeurs du courant, on tracera la courbe des forces attractives en fonction des intensités. On pourra alors, à l'aide de cette courbe (*fig.* 2), connaître à chaque instant la traction exercée sur le fil étudié en lisant l'intensité du courant sur un ampèremètre soigneusement étalonné. On ajoutera évidemment à cette traction le poids du cylindre de fer.

Voici comme exemple les mesures faites avec une bobine circulaire de 40 millimètres de diamètre et de 104 millimètres de hauteur, comprenant 3.400 spires d'une résistance totale de 37,8 ohms, avec

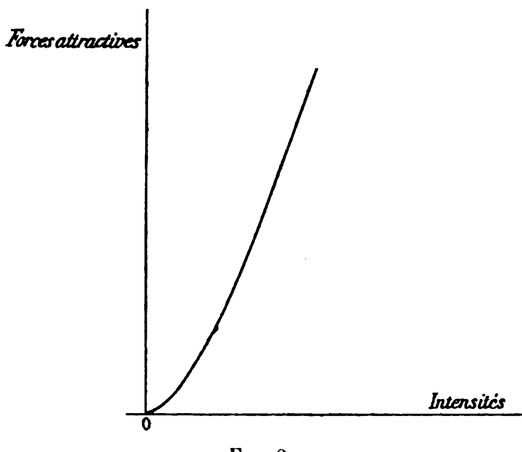


Fig. 2.

un cylindre de fer doux de 10 millimètres de diamètre, pénétrant dans la bobine sur une longueur de 60 millimètres :

Intensités (en ampères)......	0,06	0,095	0,105	0,14	0,17	0,21	0,24	0,28
Forces attractives (en gr.)....	3	6,2	7,8	11,8	17	25,2	35,7	46,5
Intensités (en ampères)......	0,32	0,35	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	
Forces attractives (en gr.)....	56	81	106	154	215	286	333	

La *fig.* 2 donne la courbe correspondante, les abscisses (ampères) étant à une échelle double de celle des ordonnées (grammes).

TRAVAUX NÉERLANDAIS ;

H.-W. Bakhuis ROOZEBOOM. — Une représentation dans l'espace des domaines des phases et de leurs complexes dans des systèmes binaires où seules les composantes pures existent à l'état de phase solide. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VIII, p. 92.

Dans la figure en question, la plus grande dimension (horizontale) représente la température ; la largeur donne la concentration x des

mélanges qui existent à l'état de vapeur ou de liquide ; les ordonnées (verticales) représentent la pression.

La figure n'est pas construite sur un exemple déterminé, mais de telle manière que les diverses parties soient nettement visibles, sans que l'ensemble prenne une trop grande extension ; on a admis en outre que les composants liquides sont miscibles en toute proportion, et qu'il n'existe ni maximum, ni minimum de tension.

H.-W. BAKHUIS ROOZEBOOM. — Équilibres dans le système acétaldéhyde et paraldéhyde avec ou sans transformation moléculaire. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VIII, p. 97.

J.-D. VAN DER WAALS. — Quelques remarques sur l'allure de la transformation moléculaire. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VIII, p. 104.

L'équilibre entre les phases d'un système est déterminé exclusivement par le nombre des composants indépendants, lequel est en général égal à celui des espèces de molécules. Il peut toutefois être plus petit, notamment quand, parmi les diverses espèces de molécules, il y en a qui se transforment les unes dans les autres, comme dans les cas d'association, d'ionisation ou d'isomérie. Quand ces transformations moléculaires s'opèrent plus rapidement que la production de l'équilibre, elles n'ont pas d'influence sur ce dernier. C'est ainsi que le point de congélation de l'eau est tout aussi net que celui d'une substance simple, bien que l'eau soit un mélange d'au moins deux espèces de molécules. Mais, si la vitesse de transformation est faible, le système soumis à des opérations de courte durée se comporte comme s'il avait un nombre de composants indépendants plus élevé que quand on opère avec lenteur. L'étude du système aldéhyde ordinaire et paraldéhyde, faite par le Dr Hollmann, de Dorpat, dans le laboratoire du professeur Bakhuis Roozeboom, permet d'étudier l'influence de la vitesse de transformation sur tout le domaine des phases ; le système étudié ne donne pas lieu de lui-même à des transformations moléculaires, tandis qu'avec une trace d'acide sulfurique il se transforme assez rapidement pour qu'il se conduise comme un système à un seul composant indépendant. Au cours des mesures, on a déterminé la température critique des deux composants indépendants, et on a trouvé :

Aldéhyde ordinaire......................	$\theta = +188^\circ$
Paraldéhyde..............................	$\theta = +286^\circ$

On peut considérer comme universellement admis que l'acide acétique comme le peroxyde d'azote sont formés à l'état de vapeur d'un mélange de molécules simples et doubles, le nombre des molécules doubles diminuant à mesure que la température s'élève. On pourrait être tenté de conclure que cette allure de la transformation est la seule possible. M. J.-D. Van der Waals montre théoriquement que l'allure inverse peut aussi se présenter et que, d'après les expériences de M. Bakhuis Roozeboom, il en est probablement ainsi dans la transformation moléculaire de l'aldéhyde ordinaire en paraldéhyde.

J.-D. Van der WAALS. — **Phénomènes critiques de liquides partiellement miscibles.** — *Archives Néerlandaises*, 2ᵉ série, t. VIII, p. 109.

L'auteur montre que, selon toute vraisemblance, les expériences de M. Kuenen sur les mélanges d'éthane et d'alcool méthylique ou éthylique permettent de faire une description exacte du cas étudié; quant à l'explication de la cause pour laquelle il se forme une saillie dans la courbe spinodale du côté des petits volumes, elle est encore à trouver. Il est possible que cela tienne simplement à ce que, dans les mélanges d'une substance normale avec une substance *associée*, le coefficient $\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_v$ peut prendre une valeur extraordinairement grande.

D.-J. KORTEWEG. — Sur les points de plissement et les plis correspondants dans le voisinage des bords de la surface ψ de Van der Waals. — *Archives Néerlandaises*, 2ᵉ série, t. VIII, p. 235.

Dans sa « Théorie moléculaire d'une substance composée de deux matières différentes », Van der Waals donne l'expression de l'énergie libre ψ d'un mélange constitué par x molécules de l'un des composants et $1 - x$ molécules de l'autre en fonction de x et du volume v :

$$\psi = - \text{MRT} \log (v - b_x) - \frac{a_x}{v} + \text{MRT} \left\{ x \log x + (1 - x) \log (1 - x) \right\}.$$

a_x et b_x sont les coefficients de l'équation d'état :

$$\left(p + \frac{a_x}{v^2}\right) (v - b_x) = \text{M}_x\text{RT},$$

à laquelle obéit le mélange binaire. En particulier, a_x est considéré comme indépendant de la température, et donné, ainsi que b_x, par les formules :

$$a_x = a_1 (1 - x)^2 + 2a_{1.2}\, x (1 - x) + a_2^2 x^2,$$
$$b_x = b_1 (1 - x)^2 + 2b_{1.2}\, x (1 - x) + b_2^2 x^2.$$

Ce n'est que dans le cas où T est égal à la température critique T_k de la substance principale qu'il y a un point de plissement sur le bord $x = o$. Ce point de plissement coïncide avec le point critique de la substance principale pour lequel $v = 3b_1$. Quand la température change, le point de plissement et le pli correspondant se déplacent en suivant deux allures tout à fait différentes.

L'auteur étudie mathématiquement ces déplacements en transformant d'abord l'équation de la surface ψ, et posant :

$$v' = \frac{v - 3b_1}{3b_1}, \qquad t' = \frac{T - T_k}{T_k}, \qquad \psi' = \frac{\psi}{MRT_k},$$

ce qui veut dire que le volume est mesuré à partir du volume critique, et avec celui-ci pour unité, que la température est mesurée à partir de la température critique, et avec celle-ci pour unité, que l'énergie libre ψ' est mesurée avec MRT_k comme unité. Dans ces conditions, l'expression de ψ' affecte une forme simple, et pour l'étudier dans le voisinage du bord il suffit de la développer suivant les puissances de x.

H.-W. Bakhuis ROOZEBOOM. — Sur les amalgames d'étain.
Archives Néerlandaises, 2ᵉ série, t. VIII, p. 260.

J.-J. Van LAAR. — L'allure des courbes de fusion d'alliages solides et d'amalgames.
Archives Néerlandaises, 2ᵉ série, t. VIII, p. 264.

A l'état liquide, l'étain et le mercure sont miscibles en toutes proportions. Ces divers mélanges déposent, à des températures différentes, une phase solide. Les températures auxquelles commence la solidification sous la pression atmosphérique dessinent une courbe de fusion qui a été déterminée par M. Van Heteren dans le laboratoire du professeur Bakhuis Roozeboom, en prenant pour abscisses les teneurs en 0/0 d'atomes d'étain et pour ordonnées les températures de solidification. Elle se compose de deux branches réunies

par un point anguleux correspondant à — 34°,5 et à 0,3 0/0 d'atome d'étain. La branche la plus courte n'existe qu'entre le point de solidification du mercure — 38°,6 et — 34°,5; elle se rapporte à des amalgames excessivement pauvres en étain qui, refroidis, laissent déposer des cristaux mixtes contenant à peu près autant d'étain que de mercure, et dans lesquels est présente une variété d'étain qui paraît différente de l'étain pur ordinaire.

La seconde branche de la courbe de fusion a une allure caractéristique; la portion qui s'étend de 120° au point de fusion de l'étain est presque rectiligne ; la portion inférieure à 120° présente au contraire jusqu'à + 40° une augmentation très rapide de la solubilité avec la température ; entre + 40° et — 34°,5, la solubilité est au contraire très faible, et la courbe très voisine de l'axe des ordonnées. Les cristaux déposés par refroidissement sont de l'étain presque pur.

Au moyen d'hypothèses simples sur l'expression des potentiels moléculaires de l'étain à l'état solide et à l'état liquide dans l'amalgame et égalant ces potentiels, on obtient une relation entre la température T et la teneur x en étain qui est l'équation de la courbe de fusion ; on a les deux branches en donnant au potentiel de l'étain liquide dans l'amalgame des formes différentes selon qu'il s'agit de solutions extrêmement diluées, ou de solutions plus riches pouvant aller jusqu'à l'étain pur. La seconde formule obtenue ainsi par M. Van Laar reproduit *quantitativement*, et d'une manière satisfaisante, les températures de solidification T observées par M. Van Heteren entre — 14°,9 et + 211°,6.

J.-J. Van Laar. — Sur les propriétés électromotrices d'amalgames et d'alliages. *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VIII, p. 296.

L'auteur obtient par la thermodynamique l'expression exacte de la différence de potentiel qui se produit entre deux solutions (solides et liquides) contenant l'une deux métaux et l'autre deux électrolytes dont les deux métaux considérés sont des ions. Il suppose en outre que les deux métaux sont solubles en toutes proportions, ce qui est certainement le cas pour des amalgames ou des alliages liquides, quand la température est supérieure au point de fusion des deux métaux.

Cette manière de faire semble préférable à celle de M. Nernst, qui

part de la notion de *pression osmotique*, laquelle est moins claire que celle de potentiel thermodynamique. Les expériences de M. Van Heteren, en particulier, vérifient les formules de M. Van Laar au millivolt près.

J.-D. Van der WAALS Jr. — Sur la manière dont la grandeur b de l'équation d'état dépend de la densité. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VIII, p. 285.

Dans l'hypothèse que les molécules sont des sphères parfaitement dures et élastiques, on peut, de plusieurs façons, montrer que le volume disponible pour le mouvement de ces molécules est égal au volume V occupé par le gaz diminué de quatre fois le volume propre des molécules. Si l'on appelle « sphère de distance » une sphère concentrique avec une molécule et de rayon double de celle-ci, le covolume b apparaît comme égal à la moitié du volume total de toutes les sphères de distance.

Il en est ainsi lorsque la densité est très faible, ou, ce qui revient au même, lorsque le volume est très grand ; le covolume est alors désigné par b_∞.

Lorsque la densité est plus grande, ou le volume plus petit, on peut être tenté de trouver la valeur de b en deuxième approximation en diminuant V de la moitié de l'espace réellement occupé par les sphères de distance, de telle sorte qu'un segment commun à deux sphères ne vienne qu'une fois en ligne de compte ; en d'autres termes, il faudrait remplacer b_∞ par $b_\infty - \Sigma S$, ΣS désignant la somme de tous les segments communs à deux sphères de distance. C'est de cette façon que le professeur Van der Waals a trouvé $\Sigma S = \frac{17}{32} \frac{b_\infty^2}{V}$, alors que Boltzmann trouvait $\frac{3}{8} \frac{b_\infty^2}{V}$ au moyen d'une méthode tout à fait indirecte. En reprenant avec beaucoup de finesse la méthode directe, l'auteur montre que, conformément à l'analyse de Boltzmann, le covolume est bien donné en seconde approximation par $b_\infty - \frac{3}{8} \frac{b_\infty^2}{V}$.

Prof. J.-D. Van der WAALS. — L'état liquide et l'équation d'état. *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. IX, p. 1.

Il est bien connu que l'équation d'état de l'auteur, dans laquelle a et b sont des constantes, explique qualitativement les phéno-

mènes, mais ne donne pas de résultats numériquement exacts. Dès l'origine, le professeur Van der Waals avait mis en lumière ce point que a était probablement une constante, mais que la grandeur b ne l'était certainement pas. Il montre dans le mémoire actuel que, si l'on conserve les hypothèses du début, savoir a constant et b variable avec le volume, les grands écarts disparaissent en majeure partie, pourvu que la variation de b avec le volume soit donnée par la formule suivante obtenue dans l'application de la théorie du mouvement cyclique à l'équation d'état ([1]) :

$$(1) \qquad \frac{b - b_0}{v - b} = 1 - \left(\frac{b - b_0}{b_l - b_0}\right)^2.$$

Dans cette formule, b_l et b_0 représentent les limites de b, la première pour un volume infiniment grand, la deuxième pour le volume le plus petit auquel il soit possible de réduire la matière. Il semble bien, d'après les travaux de M. Van Laar et d'après un travail antérieur de l'auteur lui-même, que b soit, à volume constant, fonction aussi de la température ; mais, provisoirement, l'auteur ne considère que la variation de b avec le volume, en faisant l'hypothèse supplémentaire $b_l = 2b_0$. Dans ces conditions, il rend compte sensiblement de la relation relative à la pression de la vapeur saturée :

$$(2) \qquad -\log \frac{p}{p_c} = f\left(\frac{T_c}{T} - 1\right),$$

qui est vérifiée par l'expérience avec des valeurs de f voisines de 7, tandis que l'équation d'état avec a et b constants conduit à f voisin de 3,4.

L'auteur arrive également à rendre compte de l'ordre de grandeur du coefficient de dilatation et du coefficient de compressibilité du liquide aux températures pour lesquelles la pression p est négligeable; mais il est singulier que le volume spécifique du liquide déduit des hypothèses précédentes soit trop petit et, par suite, la densité trop grande.

Avec l'hypothèse de la variabilité de b avec v, les trois valeurs réelles de v qui correspondent à une même température et à une même pression ne sont plus données par une équation du 3e degré. Pourtant l'allure générale reste la même ; au-dessous de la tempé-

([1]) J.-D. Van der Waals, *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 56 ; 1902.

rature critique, il y a encore un maximum et un minimum de pression, et la température critique est toujours celle où ces pressions maxima et minima coïncident, le point critique étant toujours défini par les équations :

$$p=f(v,T), \quad \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = 0, \quad \left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_T = 0.$$

Il est intéressant de constater qu'à un certain passage de son mémoire, l'éminent professeur d'Amsterdam essaye d'expliquer la valeur expérimentale du coefficient f de la relation (2) dans l'hypothèse liquidogénique ; il est même conduit à une relation intéressante dont, malheureusement, il abandonne aussitôt la discussion.

J.-D. VAN DER WAALS. — L'équilibre d'un solide avec une phase fluide, principalement au voisinage de l'état critique. — *Archives Néerlandaises*, 2ᵉ série, t. IX, p. 158.

A. SMITS. — Sur l'allure de la courbe de solubilité dans le voisinage de la température critique de mélanges binaires. — *Archives Néerlandaises*, 2ᵉ série, t. IX, p. 251.

Les recherches sur les températures critiques des mélanges binaires et la représentation complète dans l'espace pression-température-concentration de l'équilibre entre les phases solides et les phases fluides donnée par M. Bakhuis Roozeboom (Voir p. 29), faisaient prévoir qu'il serait possible, dès à présent, de trouver l'allure de la courbe de solubilité d'un solide dans le domaine des températures critiques. En combinant ces deux moyens, M. Smits trouve que l'allure de la courbe de solubilité ne peut présenter quelque particularité que dans le cas où la substance la moins volatile (B) constitue la phase solide, son point de fusion étant plus élevé que la température critique de la substance la plus volatile (A), laquelle joue le rôle de dissolvant.

M. Smits a soumis ces prévisions à l'épreuve de l'expérience, en prenant comme substances A et B respectivement de l'éther et de l'anthraquinone.

Les expériences ont été faites avec des tubes à parois épaisses, longs de 5 centimètres et contenant des quantités d'éther et d'anthraquinone pesées d'avance. Ces tubes étaient chauffés dans un bain d'air à fenêtres de mica et agités automatiquement. Pour construire

la courbe de solubilité, on observait la température à laquelle toute l'anthraquinone disparaissait. Pour obtenir la courbe critique, on laissait la température s'élever ou s'abaisser très lentement, et on prenait la moyenne des températures où il se formait un nuage et où la phase liquide disparaissait. L'auteur a observé des phénomènes singuliers. Avec un tube contenant 6 0/0 d'anthraquinone et 94 0/0 d'éther, on a un peu au-dessous de 202° trois phases : une solide, une liquide, une gazeuse, représentées par le symbole $S_B + L + G$; à 202°, la phase liquide disparaît et il reste les deux phases $S_B + G$; en chauffant davantage, la phase solide B se dissout dans le gaz. Si maintenant on laisse la température de la phase gazeuse unique s'abaisser, il ne se sépare d'abord pas d'anthraquinone solide, comme on devrait s'y attendre ; vers 211°, il se forme un brouillard, et il se condense une phase liquide qui est à la fois instable et sursaturée. La température continuant à s'abaisser, à 205° le liquide disparaît, se résolvant en solide et en vapeur ; puis, vers 202°, un nouveau liquide se forme, qui, cette fois, est stable. On voit donc qu'il peut exister des vapeurs *sursaturées par un solide*, lesquelles reviennent à l'état stable par un détour qui comprend un état instable, en particulier une solution sursaturée.

Les expériences de M. Smits lui permettent d'expliquer quelques particularités observées par d'autres auteurs : Walden et Centnerszwer, Hannay et Hogarth, Villard, en particulier — et restées obscures jusqu'ici.

M. Van der Waals, à l'occasion de ces intéressantes recherches, a repris la théorie de la surface ψ et montré qu'elle rendait compte des principales particularités de l'expérience. Il remarque, en outre, qu'il devra se présenter souvent des cas de *solidification rétrograde*, aussi bien à température constante par variation de pression que sous pression constante par variation de température.

F.-A.-H. SCHREINEMAKERS. — Tensions de vapeur de mélanges ternaires. *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VII, p. 99.

F.-A.-H. SCHREINEMAKERS. — Quelques remarques sur les tensions de vapeur des mélanges ternaires. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VIII, p. 395.

Le premier travail de l'auteur est le développement théorique en 165 pages d'un mémoire dont les grandes lignes sont déjà connues

des lecteurs du *Journal de Physique* (1) ; il n'y est question que des états d'équilibre entre liquide et vapeur, bien qu'on puisse traiter d'une façon tout à fait analogue la question des équilibres entre un liquide ternaire et des mélanges cristallins binaires ou ternaires, que ces mélanges cristallins puissent exister en toutes proportions, ou que la série de ces cristaux binaires ou ternaires présente des lacunes.

Des chapitres séparés fort étendus sont consacrés aux mélanges ternaires homogènes et aux mélanges hétérogènes; pour chacune de ces catégories de mélanges, l'auteur étudie la forme des courbes d'évaporation et de condensation. Rappelons que la composition du système est représentée par la position d'un point Q à l'intérieur d'un triangle équilatéral ABC, et que, pour chaque phase, la valeur du potentiel thermodynamique à pression et température constantes est donnée par la longueur QS d'une perpendiculaire au plan du triangle menée par le point Q qui correspond à la composition chimique de la phase. Le lieu des points S est une certaine surface ζ, qui se compose de trois parties ou *manteaux:* le manteau liquide, le manteau vapeur et le manteau instable. Si l'on mène un plan tangent commun aux manteaux liquide et vapeur, les deux points de contact déterminent les potentiels thermodynamiques des phases coexistantes, et les projections de ces points de contact sur le plan du triangle équilatéral de référence donnent les compositions des phases coexistantes. En faisant rouler sur les deux manteaux en question un plan bitangent, on déterminera ainsi dans le plan du triangle équilatéral deux courbes : la courbe intérieure, lieu des projections du point de contact du manteau liquide, est la *courbe de vaporisation;* la courbe extérieure, lieu des projections du point de contact du manteau vapeur, est la *courbe de condensation.*

M. Schreinemakers étudie l'influence sur la position de ces courbes de la pression et de la température ; il considère ensuite la question importante de la distillation des mélanges ternaires, soit sous pression constante, soit à température constante, soit lorsque le liquide reste homogène, soit lorsqu'il se sépare spontanément en deux ou même en trois couches liquides.

Un dernier chapitre traite de l'influence de substances étrangères sur la tension de vapeur et le point d'ébullition de mélanges binaires.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 158 ; 1904.

Le second mémoire de l'auteur est une réponse au Prof. Ostwald sur un point important où il est en désaccord avec lui, et qui est relatif à la forme, curviligne suivant l'auteur, rectiligne suivant le physicien allemand, d'une certaine ligne de distillation qui sépare les mélanges homogènes qui, en distillant, évoluent vers le composant B ou vers le composant C. Il semble que, dans la discussion, l'avantage reste au professeur de chimie inorganique de l'Université de Leyde.

J.-A.-C. OUDEMANS et J. BOSSCHA. — Galilée et Marius. *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VIII, p. 115.

Dans un mémoire de près de 75 pages, marqué au coin de la plus scrupuleuse probité scientifique, les deux auteurs démontrent sans qu'aucun doute puisse subsister sur leurs conclusions : 1° que l'invention de la lunette, dont on fait ordinairement honneur à Galilée, est due en réalité à un lunetier de Middelbourg (Hollande), nommé Johan Lipperhey, qui présenta son invention aux États généraux des Provinces-Unies des Pays-Bas dès le 2 octobre 1608 ([1]) ;

2° Que la découverte des taches solaires est due à Johann, fils de David Fabricius, et date du 9 mars 1611, alors que, en 1612, Galilée et Scheiner s'attribuent chacun de leur côté l'honneur de cette découverte ;

3° Que, si Galilée a bien été le premier à faire connaître dans un écrit public (*Nuntius Sidereus*, 1610) les découvertes astronomiques qu'il avait faites à l'aide de la lunette, tout particulièrement en ce qui concerne Jupiter et ses satellites, il n'en est pas moins établi que l'astronome allemand Simon Marius, élève de Tycho-Brahé, a observé Jupiter dès l'été de 1609, et que les observations et les mesures consignées par lui dans son *Mundus Jovialis* paru en 1614

([1]) Deux des lunettes commandées par les États à Lipperhey furent destinées à être offertes au roi de France Henri IV ; la lettre de l'ambassadeur Jeannin, datée du 28 décembre 1608, qui en annonçait au roi le prochain envoi, lui fut portée par Crépy, soldat originaire de Sedan, et qui retournait en France après avoir appris l'art de faire les lunettes, de Lipperhey. C'est probablement Crépy qui fabriqua en France les premières lunettes, où elles se répandirent bientôt. Dès la fin du mois d'avril 1609, elles se vendaient publiquement à Paris dans les boutiques des lunetiers. Ce ne fut que le 23 août 1609 que Galilée montra aux sénateurs de la République de Venise l'instrument qu'il avait construit avec des verres achetés dans cette ville, instrument qu'il présenta au doge trois jours plus tard en s'en attribuant l'invention.

sont distinctes de celles de Galilée, le plus souvent meilleures, cet astronome ne méritant à aucun degré le reproche de plagiat que Galilée lui a fait très injustement.

Sans vouloir insister sur d'autres reproches de détail faits à Galilée (¹), on peut dire que celui-ci sort de cette étude fort diminué au point de vue moral comme au point de vue purement scientifique; il apparaît surtout comme un homme très habile, remarquablement tenu au courant de toutes les découvertes qui se faisaient dans les pays étrangers par un système de correspondants supérieurement organisé.

J. BOSSCHA. — Les équations des nouvelles copies du mètre des Archives. Conclusion. — *Archives Néerlandaises*, 2ᵉ série, t. IX, p. 108.

Comme on le sait, la *Conférence générale des Poids et Mesures* de 1889 a fixé à 6 μ la différence entre la longueur du mètre des Archives et celle du mètre transitoire I_2, et a déclaré le mètre nᵒ 6, qui présentait cette même différence avec I_2, une copie exacte du prototype du système métrique, et l'a sanctionné comme nouveau mètre international. Le rapport concernant les travaux de la Commission mixte, dont la conférence générale de 1889 a adopté les conclusions, n'a paru qu'en 1894, dans les *Travaux et Mémoires du Comité international des Poids et Mesures*, c'est-à-dire postérieurement à un mémoire de l'auteur sur la question de savoir lequel des deux étalons, celui du Comité international des Poids et Mesures ou celui de la Commission néerlandaise, différant entre eux de près de 3 microns, doit être reconnu comme exact.

Le rapport de 1894 gardant le silence sur les critiques de M. Bosscha et contenant dans les Annexes ou les Notes quelques considérations qui tendraient à les infirmer, l'auteur revient une dernière fois sur la question controversée. Il montre que les comparaisons à

(¹) Les premiers ouvrages de Simon Stevin sont pleins de faits et de démonstrations que l'on a attribués plus tard à Galilée ou que celui-ci s'est attribué lui-même : les déterminations du centre de gravité d'une pyramide ou d'un paraboloïde tronqué, la composition des forces au moyen du triangle des forces, l'application du principe des vitesses virtuelles (que Stevin d'ailleurs présente comme une chose connue), la démonstration du rapport qui existe entre le poids d'un corps et la force qui le pousse sur un plan incliné. Avant 1585, Stevin avait même composé un traité sur la pesanteur de l'air, qui malheureusement est perdu ; là, comme dans tout ce qui précède, il avait devancé Galilée.

température ambiante de la Commission mixte comportent une instabilité de la température triple de celle des comparaisons à la température artificielle de 0° faites par la Commission Néerlandaise. Il proteste contre la suppression de 24 des 59 comparaisons effectuées par la Commission mixte, et essaye de démontrer que l'application du procédé Cornu, imaginé pour amoindrir les erreurs accidentelles de la mise au point, a introduit au contraire des erreurs systématiques et des incertitudes plus grandes encore. Il conclut enfin que les opérations de la Commission mixte ne peuvent fournir une donnée suffisamment sûre pour reporter sur les nouveaux prototypes la longueur du mètre des Archives.

Le moyen le plus sûr pour établir le rapport entre l'ancien prototype du système métrique et le nouveau mètre international lui semble être d'employer comme mètre transitoire, au lieu de I_2, les mètres n° 19 ou n° 23, qui ont été comparés par la Commission néerlandaise avec le mètre des Archives à 0°, et dont le premier serait à préférer, parce que ses traits sont mieux définis.

J.-E. VERSCHAFFELT. — Sur l'allure des isothermes et de la courbe limite au voisinage du point critique. — *Archives Néerlandaises*, 2ᵉ série, t. II, p. 125.

L'auteur montre, dans ce très court mémoire, que les formules empiriques au moyen desquelles il a, dans un travail antérieur, représenté les isothermes, donnent aussi, par l'application de la règle de Maxwell-Clausius et d'une façon suffisamment exacte, les éléments des phases coexistantes. La vérification porte sur l'acide carbonique et les nombres de M. Amagat.

W.-H. JULIUS. — Sur l'explication, par la dispersion anomale de la lumière, de la périodicité des phénomènes solaires et de la périodicité correspondante dans les variations des éléments météorologiques et magnétiques de la Terre. — *Archives Néerlandaises*, 2ᵉ série, t. IX, p. 211.

En faisant usage des lois de la dispersion anomale de la lumière, phénomène que les recherches récentes de Lummer et Pringsheim et d'Ebert semblent démontrer être une propriété générale de la matière, l'auteur est parvenu [1] à trouver une explication pour

---

[1] Voir W.-H. Julius, *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. I, pp. 55 et 609; 1902; — et t. III, p. 153 à 155; 1903.

presque tous les phénomènes observés à la surface du Soleil et autour de cet astre.

Il montre, dans ce nouveau mémoire, que le principe de la dispersion anomale permet de rendre compte de la relation qui existe entre les phénomènes solaires (taches, facules) et les perturbations terrestres (magnétiques ou météorologiques).

Dans les manifestations de l'influence solaire sur les éléments météorologiques et magnétiques terrestres, il y a quelque chose que l'on n'a pas pu expliquer jusqu'ici : c'est le fait que, bien que la parallaxe solaire ne soit que de 8,8″, l'influence cosmique n'est pas uniformément la même en tous les points de l'hémisphère éclairé, et qu'elle agit souvent en sens contraire en diverses régions du globe. Cette particularité s'interprète aisément dans la théorie de M. Julius, comme une conséquence des irrégularités du champ de radiation solaire, irrégularités qui sont produites à leur tour par les surfaces de discontinuité qui séparent des régions où la densité varie très rapidement.

Il faut expliquer, d'autre part, comment l'influence solaire peut être la cause d'une période voisine de onze ans dans les phénomènes du magnétisme terrestre en particulier ; on en était réduit, avant M. Julius, à supposer que l'énergie du rayonnement solaire était variable et avait elle-même cette période de onze ans, ce qui était assez difficile à comprendre. Le Soleil étant une masse de matière immense, d'un âge énorme, qui de mémoire d'homme est restée dans un état presque stationnaire, il semble beaucoup plus raisonnable d'admettre, avec M. Julius, la constance de l'émission de l'énergie solaire, la période de onze ans résultant simplement de ce que, tous les onze ans, la Terre se retrouve rigoureusement dans la même position par rapport aux surfaces de discontinuité du Soleil.

Chemin faisant, l'auteur analyse et discute l'hypothèse du rayonnement cathodique du Soleil du professeur Arrhénius, provenant de certains centres situés à la surface, ainsi que les travaux de M. Nordman qui donnent de l'influence variable du Soleil sur les phénomènes météorologiques une explication tout à fait différente.

L.-H. SIERTSEMA. — Magnetische Drehung der Polarisations ebene in verflüssigten Gasen unter atmosphärischein Drucke. Messungen mit Stickoxydul (Rotation magnétique du plan de polarisation dans les gaz liquéfiés sous la pression atmosphérique. Cas du protoxyde d'azote). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 90.

Le dispositif expérimental est, à quelques améliorations près, celui que les lecteurs du *Journal de Physique* connaissent déjà ([1]), et que l'auteur a employé dans le cas du chlorure de méthyle. Les expériences sont faciles avec ces deux gaz liquéfiés, parce qu'ils ne présentent aucune bande d'absorption dans le spectre visible, c'est-à-dire dans la région où les mesures sont faites. L'auteur a obtenu six séries d'expériences distinctes en faisant varier de 6° à 9° le complément de l'angle presque droit que les deux nicols solidaires font entre eux. Ces six séries donnent des résultats parfaitement concordants entre $\lambda = 458$ $\mu\mu$ et $\lambda = 632$ $\mu\mu$. Il est remarquable que le pouvoir rotatoire moléculaire 0,94 trouvé au moyen de ces expériences n'est pas le même que le nombre 0,616 obtenu au moyen du gaz dans un travail antérieur.

D'autre part, si l'on fait l'hypothèse que le rapport $\frac{e}{m}$ de la charge et de la masse des électrons du protoxyde d'azote est le même pour le gaz et le liquide, on arrive à une certaine expression du rapport $\frac{\rho_g}{\rho_l}$ des rotations du gaz et du liquide, sous la pression atmosphérique, à la même température et pour la longueur d'onde $\lambda = 589$ $\mu\mu$ du sodium. D'autre part, la théorie électromagnétique de Lorentz donne une autre expression de la même quantité ; ces deux formules donnent des résultats aussi différents que 0,06415 et 0,0435. Il semble donc qu'on doive tirer de là cette conséquence que $\frac{e}{m}$ ne reste pas le même pour le liquide et pour le gaz, au moins dans le cas du protoxyde d'azote.

([1]) Voir *J. de Phys*, 4e série, t. II, p. 465 ; 1903.

L.-H. SIERTSEMA. — Investigation of a source o errors in measurements of magnetic rotations of the plane of polarisation in absorbing solutions (Recherche d'une source d'erreurs dans les mesures de la polarisation rotatoire magnétique des liqueurs absorbantes). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 91.

En étudiant la rotation magnétique de la cyanine, de la fuchsine, du tournesol et du bleu d'amidon, Schmaus a trouvé de très grandes rotations, alors qu'en étudiant les mêmes corps Bates trouve que ces grandes rotations n'existent pas. Suivant lui, ces divergences tiennent à une source d'erreurs provenant de ce que l'on emploie pour ces mesures une lumière dont l'intensité varie avec la longueur d'onde.

Dans la méthode de la demi-ombre, comme dans celle où on pointe sur une bande obscure ou brillante, de grandes erreurs peuvent être commises dès qu'on arrive dans une région où la courbe d'intensité de la lumière décroît rapidement, car cela produit de grandes rotations apparentes.

Cette source d'erreurs ayant pu avoir de l'influence sur les recherches antérieures de l'auteur, faites au moyen du ferricyanure de potassium, celui-ci les a reprises avec le plus grand soin et a montré que ses résultats n'étaient en rien entachés par la cause d'erreur signalée par Bates.

J.-E. VERSCHAFFELT. — Appendice à la Communication n° 65. *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, supplément n° 5.

En utilisant une remarque faite par Keesom dans la communication n° 75 [1], l'auteur rectifie une erreur de calcul [2], et il fait voir, en déterminant les rapports $\frac{K_{12}}{K_{22}}$ et $\frac{b_{12}}{b_{22}}$ par des méthodes différentes, que l'on obtient des valeurs différentes, les coefficients des expressions quadratiques qui donnent K_x et b_x étant ainsi très mal déterminés.

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 471 ; 1903.
(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 61 ; 1902.

J.-E. VERSCHAFFELT. — Contributions to the knowledge of Van der Waals. ψ-surface. — VII. The equation of state and the ψ-surface in the immediate neighbourhood of the critical state for binary mixtures with a small proportion of one of the components. — VIII. The ψ-surface in the neighbourhood of a binary mixture which behaves as a pure substance (Contributions à la connaissance de la surface ψ de Van der Waals. — VII. L'équation d'état et la surface ψ au voisinage immédiat de l'état critique pour des mélanges binaires contenant une faible proportion de l'un des composants. — VIII. La surface ψ dans le voisinage d'un mélange binaire qui se comporte comme un corps pur). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 81, et suppléments n° 6 et n° 7.

Les travaux antérieurs de l'auteur ont confirmé l'opinion du professeur Kamerlingh Onnes que les isothermes des mélanges de substances normales peuvent être dérivées, au moyen de la loi des états correspondants, de l'équation réduite empirique qu'il a donnée et développée en série ([1]). On a donc, pour un mélange binaire formé de $(1 - x)$ molécules d'un corps normal, de constantes critiques p_k, T_k, v_k, et de x molécules d'un autre corps normal qui est l'impureté du premier, x étant voisin de zéro, p_{xk}, T_{xk}, v_{xk} étant les constantes du mélange considéré comme homogène, l'équation d'état réduite donnée par :

$$\mathfrak{p} = \frac{\mathfrak{A}}{\lambda \mathfrak{v}} + \frac{\mathfrak{B}}{\lambda^2 \mathfrak{v}^2} + \cdots$$

dans laquelle $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{B}$, sont des fonctions développées en séries de la température réduite $\mathfrak{t}$, avec des coefficients qui, comme λ, sont les mêmes pour tous les corps.

λ et les variables réduites sont données par :

$$\lambda = \frac{p_{xk} v_{xk}}{T_{xk}}, \qquad \mathfrak{t} = \frac{T}{T_{xk}}, \qquad \mathfrak{p} = \frac{p}{p_{xk}}, \qquad \mathfrak{v} = \frac{v}{v_{xk}}.$$

Il doit donc être possible d'exprimer les constantes critiques d'un mélange, savoir : les éléments p_{xpl}, v_{xpl}, T_{xpl} du point de plissement, et ceux p_{xr}, v_{xr}, T_{xr} du point critique de contact, au moyen des coefficients de l'équation d'état réduite et des constantes critiques p_{xk}, v_{xk}, T_{xk} du mélange considéré comme homogène.

Les choses se simplifient beaucoup lorsque x est voisin de zéro. Si, d'autre part, on se confine volontairement au voisinage immédiat

([1]) *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. II, p. 467; 1903.

de l'état critique, on peut employer une équation **d'état réduite** beaucoup plus simple que l'on peut écrire ainsi :

$$p = 1 + \frac{\partial p}{\partial t}(t-1) + \ldots + \frac{\partial_2 p}{\partial v \, \partial t}(v-1)(t-1) + \ldots$$

les coefficients $\frac{\partial p}{\partial t}$, $\frac{\partial^2 p}{\partial v \, \partial t}$, etc., de cette équation se déduisant immédiatement de ceux de l'équation réduite primitive.

Tout calcul fait, l'auteur trouve pour les éléments du point de plissement des mélanges de gaz carbonique avec une petite proportion d'hydrogène ($x = 0{,}05$ et $x = 0{,}1$) les formules suivantes :

$$T_{xpl} = T_k\,(1 - 0{,}30x + x^2)$$
$$P_{xpl} = P_k\,(1 + 4{,}4x + 11x^2)$$
$$V_{xpl} = V_k\,(1 - 0{,}40x - 8x^2)$$

L'auteur compare ensuite ses formules à celles de M. Korteweg (Voir p. 31), qui se déduisent aisément des siennes moyennant quelques transformations.

Quand on fait $x = o$, les formules s'appliquent à l'acide carbonique. M. Verschaffelt en déduit la demi-somme et la demi-différence des densités réduites, et les compare aux formules empiriques réduites qui résument mes expériences avec M. Cailletet; le résultat de la comparaison est satisfaisant.

On sait, d'autre part, que les expériences de Kuenen sur les mélanges d'éthane et de bioxyde d'azote ont fourni le premier exemple d'un mélange qui distille sans altération de composition, et inversement se condense par diminution de volume sans variation de pression, circonstance qui a été étudiée et expliquée par Van der Waals. Lorsqu'il en est ainsi, le point de plissement coïncide avec le point critique de contact; le mélange a donc un point critique absolument identique à celui d'un corps pur, et c'est au voisinage de ce point que la distillation ou la condensation du mélange s'opèrent comme celles d'un corps unique. Quint ayant étudié avec quelque détail les mélanges d'acide chlorhydrique et d'éthane qui jouissent, pour $x = 0{,}44$, des propriétés d'un corps pur, l'auteur se sert des données de Quint pour déterminer les coefficients de l'équation qui représente les propriétés des mélanges étudiés, et en déduire l'allure de la surface λ au voisinage du mélange binaire correspondant à $x = 0{,}44$.

W.-H. KEESOM. — Reduction of observation equations containing more than one measured quantity (Réduction des équations d'observation contenant plus d'une quantité mesurée). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, supplément n° 4.

Le problème a déjà été traité d'une manière générale par Kummel, et dans le cas particulier de deux quantités observées par Merriman et Andrade. L'auteur donne une théorie qui concorde avec la solution donnée par Andrade dans les cas de deux quantités mesurées, et qui est plus simple que celle de Merriman dans le cas où une relation binaire existe entre ces deux quantités mesurées.

Dr H. KAMERLINGH ONNES et FRANCIS HYNDMAN. — Isotherms of diatomic gases and their binary mixtures. — V. An accurate volumenometer and mixing apparatus (Isothermes des gaz diatomiques et leurs mélanges binaires. — V. Description d'un voluménomètre précis et d'un appareil mélangeur). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 84.

Les auteurs décrivent avec détail un voluménomètre permettant de faire des mesures à température constante avec une précision de $\frac{1}{10000}$, et cela jusqu'à 60 atmosphères.

La partie essentielle se compose de cinq réservoirs sphériques de verre, de 250 centimètres cubes chacun environ, séparés par des parties cylindriques larges portant un trait à leur partie médiane, à côté duquel est une graduation en parties d'égale longueur. A ces cinq réservoirs succède un dernier réservoir d'une capacité voisine de 25 centimètres cubes. Afin de maintenir la température constante et uniforme, l'appareil précédent est fixé dans un tube de cuivre, à l'intérieur duquel passe un courant d'eau à température constante. Les mesures sont complétées par la lecture du baromètre et du manomètre à mercure décrit antérieurement.

Dr W.-H. KEESOM. — Isothermals of mixtures of oxygen and carbon d'oxyde (Isothermes des mélanges d'oxygène et de gaz carbonique). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 88.

Il s'agit ici de la thèse de doctorat de l'auteur, c'est-à-dire d'un travail extrêmement soigné quant à la forme et quant au fond. M. Keesom décrit minutieusement les opérations du calibrage du

manomètre et des tubes piézométriques, puis la préparation de ses mélanges au moyen du dispositif de Kamerlingh Onnes et Hyndman et leur compressibilité à faible densité. Quoique les isothermes du gaz carbonique pur aient été étudiées avec tout le soin possible par M. Amagat, M. Keesom a déterminé à nouveau quelques-unes de ces lignes, celles de 25°,55, — de 28°,15, — de 30°,98 (isotherme critique), — de 31°,89, — de 34°,02, — de 37°,09, — de 41°,95, — de 48°,10 et de 57°,75 qui enserrent le point critique.

On voit que la température critique de CO^2, d'après l'auteur, est sensiblement celle de Th. Andrews, tandis que la pression critique est $72^{atm},93$, c'est-à-dire rigoureusement celle de M. Amagat. Quant à la densité critique que l'on peut tirer des nombres de l'auteur, elle redonne à peu près exactement le nombre 0,46 de Cailletet et Mathias, qui est presque identique à celui de M. Amagat.

Enfin, M. Keesom a étudié aux températures ordinaires les isothermes de deux mélanges de CO^2 et O contenant les proportions moléculaires d'oxygène $x = 0,1047$ et $x = 8,1994$, et il a comparé par la méthode de Raveau ces isothermes à celles de CO^2 pur observées dans le même tube laboratoire, par conséquent avec les mêmes erreurs systématiques.

A cet effet, pour les différentes températures réalisées, on trace les isothermes qui ont $\log v$ pour abscisse et $\log \frac{pv}{T}$ pour ordonnée; on obtient ainsi trois séries de diagrammes, l'une pour CO^2, les deux autres pour les mélanges en question. Si la loi des états correspondants s'applique aux mélanges des substances normales, il doit être possible de faire coïncider les isothermes correspondantes des trois diagrammes en déplaçant simplement ceux-ci dans la direction de l'axe des abscisses. La superposition est très satisfaisante pour les volumes plus grands que le volume critique; pour les volumes plus petits que celui-ci, il y a des écarts systématiques par rapport à la loi des états correspondants, et il est remarquable que ces écarts sont plus grands pour les deux mélanges étudiés comparés à CO^2 que pour l'oxygène pur comparé au même gaz. Ce dernier résultat est conforme à ceux que l'étude de la loi des mélanges gazeux a donnés, dès 1891, à M. U. Lala.

L'auteur termine son travail en étudiant l'influence de la pesanteur sur les phénomènes qui se passent au voisinage du point de plissement.

Dr H. KAMERLINGH ONNES. — Methods and apparatus used in the cryogenic laboratory. — III. Baths of very uniform and constant low temperatures in the cryostat. — A cryostat of modified form for apparatus of small dimensions.— IV. A permanent bath of liquid nitrogen at ordinary and at reduced pressure. — V. Arrangement of a Buckhardt-Weiss vacuum-pump for use in the circulation for low temperatures. — VI. The methylchloride circulation (Méthodes et appareils employés au laboratoire cryogène de Leyde. — III. Bains à températures basses très uniformes et très constantes pour le cryostat. — Modification du cryostat pour des appareils de petites dimensions. — IV. Bain permanent d'azote liquide à la pression ordinaire et sous pression réduite. — V. Disposition d'une pompe à vide de Burckhardt-Weiss pour produire la circulation aux basses températures. — VI. Circulation du chlorure de méthyle). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, nos 83 et 87.

Les bains à température constante dont il est question sont des bains de gaz liquéfiés isolés de l'atmosphère et bouillant sous la pression ordinaire ou sous pression réduite. Dans de tels bains, la température est suffisamment uniforme pour de nombreuses expériences. Si on emploie des gaz presque purs, et si le gaz évaporé est régulièrement condensé à nouveau au moyen d'un appareil de compression qui ne souille pas le gaz, le bain peut être maintenu aussi longtemps qu'on le veut. Les opérations conduites dans le bain lui-même, aussi bien que par l'addition de nouvelles quantités de gaz liquéfié, peuvent être suivies au moyen de regards en glace.

Au laboratoire de Leyde existe à poste fixe une triple cascade de température provenant de l'emploi d'une triple circulation de chlorure de méthyle, d'éthylène et d'oxygène. On atteint ainsi très aisément — 195° dans le bain d'oxygène liquide. Pour les mesures qui doivent être faites entre — 195° et — 210°, un bain d'azote liquide est de beaucoup préférable, car la pression sous laquelle bout l'oxygène à — 195° est si petite que l'obtention d'une température constante par la régularisation de la pression devient très difficile. M. Kamerlingh Onnes a donc ajouté une circulation d'azote aux trois précédentes ; toutefois la préparation d'azote pur en très grandes quantités a présenté quelques difficultés. Le gaz est préparé par l'azotite de sodium, puis purifié au moyen du sulfate ferreux et de l'acide sulfurique. Il passe ensuite sur du cuivre chauffé, puis sur du sulfate ferreux et de la soude caustique pour absorber les traces d'acide nitrique. Le gaz pur est conservé dans des réservoirs de fer d'un mètre cube de capacité.

Pour la description du cycle chlorure de méthyle, il me suffira de renvoyer à mon article de la *Revue générale des Sciences* (1).

Dr H. KAMERLINGH ONNES et C.-A. CROMMELIN. — On the measurement of very low temperatures. — VI. Improvements of the protected thermoelements; a battery of standard-thermoelements and its use for thermoelectric determinations of temperature (Sur la mesure de très basses températures. — VI. Améliorations apportées aux éléments thermoélectriques protégés ; batterie d'éléments thermoélectriques étalons et son emploi pour la détermination thermo-électrique de la température). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 89.

Les éléments d'observation employés à Leyde sont des éléments constantan-acier, donnant, entre 0° et 100°, une force électromotrice moyenne de 46 microvolts par degré. Le fil de constantan (fourni par Hartmann et Braun) a 1 millimètre de diamètre et $0^{\omega},52$ de résistance par mètre; il est, sauf à la soudure, protégé contre le fil d'acier plus mince par un tube de verre.

Les éléments étalons sont au nombre de trois; deux sont des éléments constantan-acier; le troisième est un élément maillechort-cuivre, dont la force électromotrice est trois fois plus faible que celle des deux précédents ; ils sont parfaitement isolés, et chacun possède un vase à glace et une étuve à vapeur d'eau bouillante.

Dr H. KAMERLINGH ONNES et Dr H. HAPPEL. — The representation of the continuity of the liquid and gaseous conditions on the one hand and the various solid agregations on the other by the entropy-volume-energy surface of Gibbs (Représentation, au moyen de la surface de Gibbs entropie-volume-énergie, de la continuité entre les états liquide et gazeux d'une part, et des diverses agrégations de l'état solide de l'autre). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 86.

Ce travail est la continuation d'un travail antérieur dans lequel le professeur Kamerlingh Onnes avait utilisé la surface réduite de Gibbs, entropie-énergie-volume, pour représenter la continuité des états liquide et gazeux. On sait que, le premier, le professeur Tammann a proposé une surface unique pour représenter les trois états d'agrégation d'une même substance ; les auteurs reprennent la même question avec des vues différentes. Il ne leur paraît nullement

(1) E. MATHIAS, *le Laboratoire cryogène de Leyde* (*Rev. gén. des Sciences*, t. VII, p. 382 ; 1896).

démontré qu'il y ait un passage continu entre l'état liquide et l'état solide ; dans le cas d'un état cristallin, les expériences de Tammann prouvent au contraire qu'il y a discontinuité avec l'état liquide. Le problème général, auquel la surface de Tammann donnait une solution, n'étant pas résolu expérimentalement, les auteurs préfèrent chercher la solution en se confinant dans le cas des corps les plus simples.

Ils ont ainsi construit en plâtre plusieurs modèles de surfaces de Gibbs ; la première correspond au cas d'une substance idéale, qui, à l'état liquide, serait en harmonie avec l'équation d'état de Van der Waals, et s'identifierait avec CO^2, et serait susceptible d'exister à l'état solide sous une seule forme cristalline ; le modèle est ici surtout un schéma théorique. Les auteurs en ont ensuite construit deux autres se rapportant à l'anhydride carbonique proprement dit, et dans lesquels toutes les propriétés thermodynamiques connues de ce corps sont exprimées numériquement, d'une façon aussi exacte que possible ; l'un des modèles représente la surface entière des trois états, à l'exception de ce qui se rapporte à l'état gazeux idéal ou aux températures très basses ; l'autre donne, à une échelle plus grande, la région des petits volumes avec le passage de l'état liquide aux deux modifications solides étudiées par Tammann. Un dernier modèle donne la surface de Gibbs relative aux grandes densités de l'eau et matérialise le passage de l'état liquide aux deux variétés de glace découvertes et étudiées par Tammann.

E. Mathias.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL ;

T. XIX et XX ; mai-juin-juillet 1904.

A.-S. KING. — A study of the causes of variability of spark spectra (Étude des causes de variabilité des spectres d'étincelle). — T. XIX, p. 225-238.

Les expériences de l'auteur se rapportent aux changements produits par l'introduction dans le circuit de l'étincelle d'une self ou d'une capacité. Cette introduction agirait sur le spectre en faisant varier la température, la densité de vapeur et l'état électrique.

Voici les conclusions de ce mémoire :

On peut diviser en deux groupes les raies de chacun des six métaux étudiés (Cd, Zn, Mg, Ca, Hg, Al).

Le premier contient les raies qui se groupent en séries et quelques autres. Ces raies semblent dépendre de la vaporisation du métal plutôt que des conditions électriques; les vibrations qui les produisent sont probablement de nature simple. Elles sont réduites par la self et renforcées par la capacité, mais pas plus que ne peut l'expliquer le changement de densité de vapeur.

Le second groupe contient les raies pour lesquelles on ne connaît pas de groupement en séries. Elles sont affaiblies par la self et renforcées par la capacité beaucoup plus que les raies du premier groupe, ce qui laisse supposer que leurs vibrations sont plus complexes et demandent un autre stimulant que la vaporisation. Beaucoup de ces raies n'apparaissent pas dans l'arc.

Des deux séries secondaires, la première est beaucoup plus sensible à tous les changements.

L'affaiblissement des raies d'une série n'est pas proportionnel à leurs intensités, mais les derniers membres de la série sont réduits par la self beaucoup plus que les premiers, ce qui produit un déplacement vers les grandes longueurs d'onde de l'intensité maxima. La capacité a un effet contraire : ce sont les derniers membres qui sont les plus renforcés.

P.-G. NUTTING. — Secondary spectra (Spectres secondaires). — T. XIX, p. 239-245.

On sait depuis longtemps que certains gaz élémentaires possèdent deux spectres absolument différents : un spectre primaire comprenant un grand nombre de raies distribuées dans tout le spectre, et un spectre secondaire comprenant quelques raies seulement, très proéminentes. Les recherches de M. Nutting ont eu pour but de séparer dans le système de Mendeleef les éléments qui présentent plusieurs spectres de ceux qui n'en ont qu'un et de déterminer quelles conditions dirigent la production du spectre secondaire.

Dans les séries de Mendeleef, le groupe de l'hélium mis à part, on peut dire d'une façon générale que les éléments formant des acides ont des spectres multiples, tandis que les éléments métalliques n'en ont pas. Quant à la cause de production du spectre secondaire, elle résiderait dans la densité du courant. En formant des tubes de Plücker avec une partie capillaire extrêmement fine et des parties

plus larges, de telle sorte que la densité du courant puisse être cent ou mille fois plus grande dans certaines parties que dans d'autres, l'auteur vérifie que le spectre primaire se change en spectre secondaire dans les parties étroites.

J.-M. EDER et E. VALENTA. — On the invariability of the wave-lenght in the spark and arc spectrum of zinc (Sur l'invariabilité des longueurs d'onde dans les spectres d'arc et d'étincelle du zinc). — T. XIX, p. 251-263.

F. Exner et Haschek, dans leurs *Wellenlangentabellen für Spectranalytische Untersuchungen*, avaient conclu que l'effet Humphreys et Mohler est bien plus sensible dans les spectres d'étincelle que dans les spectres d'arc, et que la variation de la longueur d'onde dépend non seulement de la pression totale de l'atmosphère environnant la source, mais aussi de la densité relative de la vapeur considérée; de plus, à même pression extérieure, beaucoup de raies de spectre d'étincelle montreraient un déplacement considérable par rapport aux raies de l'arc.

Des objections à ces conclusions ont déjà été apportées par Kayser. Eder et Valenta arrivent eux aussi à des résultats contraires. D'après eux, Exner et Haschek auraient fait des poses trop longues, et ce serait l'élargissement dissymétrique bien connu des raies sous l'influence d'un excès de matière que leurs photographies mettraient en évidence, et non le déplacement de cette partie d'intensité maximum qui définit la position de la raie. En étudiant 8 raies du zinc, regardées comme typiques par Haschek, à l'aide des poses les plus courtes qui puissent les donner, et qui par conséquent ne laissaient s'impressionner que la partie d'intensité maximum, Eder et Valenta n'ont pu observer aucun déplacement mesurable entre les raies de l'étincelle et celles de l'arc, en fonction de la quantité de vapeur.

THEODORE LYMAN. — Preliminary measurement of the short wave-lengths discovered by Schumann (Mesures préliminaires des radiations de courtes longueurs d'onde découvertes par Schumann). — P. 263-268.

L'appareil qui a permis d'effectuer ces mesures est un réseau de diffraction concave tracé sur métal de miroir et placé avec la fente et le châssis photographique dans une enceinte remplie d'hydrogène à 2 millimètres de mercure et dans laquelle s'ouvre le tube à hydrogène observé par bout. Les plaques photographiques employées ont

été préparées d'après la méthode décrite par Schumann (¹). Voici le tableau des longueurs d'onde obtenues :

Longueur d'onde dans le vide	Intensité	Longueur d'onde dans le vide	Intensité	Longueur d'onde dans le vide	Intensité
1033	1	1385,7	1	1536,9	4
1046	1	1387,6	1	1538,9	1
1105	3	1393,8	5	1541,4	5
1118	1	1396,0	5	1544,1	9
1145	1	1397,6	1	1546,7	9
1162	5	1402,4	7	1550,0	6
1178,1	1	1410,1	1	1552,9	6
1180,4	4	1412,5	1	1565,1	6
1182,7	1	1427,3	3	1567,0	6
1185,0	1	1429,6	3	1568,9	6
1188,1	4	1432,5	5	1571,3	6
1189,8	4	1435,9	6	1573,7	1
1205,1	5	1437,5	3	1577,1	6
1206,7	5	1440,4	7	1579,0	1
1215,6	7	1443,2	5	1581,0	6
1228,3	5	1454,3	4	1583,8	2
1229,9	7	1455,9	1	1585,5	2
1232,0	3	1457,6	3	1587,4	1
1246,2	1	1459,7	3	1588,8	6
1247,6	1	1462,1	4	1591,2	5
1253,8	2	1463,5	4	1593,2	3
1257,2	2	1466,3	4	1595,8	7
1262,0	3	1468,1	4	1599,1	1
1276,7	2	1470,5	1	1601,6	10
1279,3	3	1472,2	1	1604,1	4
1283,2	3	1479,1	2	1604,9	4
1284,6	2	1481,2	2	1607,8	10
1331,6	1	1483,2	2	1610,0	4
1334,1	4	1486,0	8	1611,5	1
1336,0	4	1488,7	7	1613,0	9
1338,8	2	1491,3	3	1614,7	1
1342,5	6	1494,9	10	1616,4	2
1345,2	5	1499,2	2	1620,6	4
1347,2	5	1504,2	2	1623,0	5
1352,5	2	1510,8	4	1625,5	1
1353,6	3	1513,0	4	1628,0	4
1355,5	2	1514,5	4	1633,5	6
1357,5	5	1517,0	5	1636,0	3
1363,5	8	1518,3	5	1640,0	3
1365,6	3	1519,1	1	1641,2	2
1367,8	3	1522,6	6	1642,4	1
1371,1	5	1530,2	4	1644,1	3
1377,1	3	1532,4	4	1792,5	1
1380,4	3	1534,3	2	1810,8	1
				1877,7	1

(¹) *Annalen der Physik*, V, 349 ; 1901.

J. HARTMANN. — Investigations on the spectrum and orbit of δ Orionis (Recherches sur le spectre et l'orbite de δ Orion). — T. XIX, p. 268-286.

M. Deslandres a découvert que les raies du spectre de δ Orion ont des déplacements périodiques autour de leurs positions moyennes. On aurait donc affaire à une étoile spectroscopiquement double. M. J. Hartmann ayant repris l'étude de cette étoile pour en déterminer l'orbite a observé ce fait remarquable que la raie du calcium λ3934 est la seule qui ne participe pas aux déplacements périodiques des raies causés par le mouvement orbital. Après avoir examiné les différentes causes qui pourraient produire ce phénomène, l'auteur admet que, dans un point de l'espace entre le Soleil et δ Orion, il doit y avoir un nuage produisant l'absorption correspondante à cette raie, et ayant une vitesse de 16 kilomètres.

Un fait analogue s'était produit dans le spectre de la Nova Persei. Tandis que les raies de l'hydrogène et d'autres éléments, par leur largeur et leurs déplacements continuels, conduisaient à conclure à des tourmentes dans l'enveloppe gazeuse, les deux raies du calcium λ3934 et λ3969 et les raies D restaient parfaitement fines et conservaient la vitesse constante de 7 kilomètres.

S.-P. LANGLEY. — On a possible variation of the solar radiation and its probable effect on terrestrial temperatures (Sur une variation possible de la radiation solaire et son effet probable sur les températures terrestres). — T. XIX, p. 305-321.

Ce mémoire repose sur une série d'observations du rayonnement solaire en dehors de l'atmosphère (la constante solaire) faite à Washington d'octobre 1902 à mars 1904.

Après avoir déterminé avec grand soin les causes d'erreurs qui pourraient différencier les mesures, surtout l'absorption variable de l'atmosphère terrestre, et en avoir tenu compte, il apparaît que le rayonnement solaire a subi une diminution de 10 0/0 depuis la fin de mars 1903. Cela a dû entraîner un décroissement de la température générale de la Terre. En comparant les températures observées dans 89 stations de la zone tempérée nord avec les moyennes des températures de ces stations, les années précédentes, l'auteur trouve une diminution moyenne de 2° C.

HERBERT M. REESE. — A study of enhanced lines of titanium, iron and nickel (Etude des raies renforcées du titane, du fer et du nickel). — T. XIX, p. 322-337.

Ces spectres ont été étudiés dans la région λ4200 à λ4500. La méthode consistait à photographier le spectre de l'arc et celui de l'étincelle d'un même métal et à noter les raies dont l'intensité par rapport à une raie type était distinctement différente dans l'étincelle et dans l'arc. Les tableaux de l'auteur contiennent notablement plus de raies renforcées que ceux que Lockyer avait publiés [1].

U.-M. SLIPHER. — The Lowell spectrograph (Le spectrographe Lowell). T. XX, p. 1-20.

Ce spectrographe, disposé pour l'étude particulière des spectres planétaires, est certainement un des plus beaux spectrographes astronomiques actuellement existants. Il a été construit par J.-A. Brashear pour être placé à l'extrémité de la lunette de 61 centimètres d'ouverture et de 983 centimètres de longueur focale de l'observatoire Lowell, dans les montagnes de l'Arizona, à 2200 mètres d'altitude.

A.-S. KING. — A detailed study of the line spectrum of copper (Étude détaillée du spectre de raies du cuivre). — T. XX, p. 21-40.

L'auteur a étudié les spectres d'arc et d'étincelle du cuivre en faisant varier le plus possible toutes les conditions de leur production.

Les changements dans l'étincelle les plus actifs pour produire des différences d'intensité relative entre les raies du cuivre sont l'introduction de self-induction, l'emploi d'électrodes assez minces pour rougir, l'emploi d'atmosphères autres que l'air. De grandes variations de capacité ou de force électromotrice font peu varier le spectre. Comme pour d'autres éléments étudiés à ce point de vue, on peut isoler un groupe de lignes, surtout dans l'ultra-violet, qui dépend de l'intensité et de la fréquence des oscillations; d'autres raies dé-

(1) *Proc. R. S.*, LXV, 452; 1899.

pendent à un moindre degré de l'action électrique, et d'autres ont une origine encore plus complexe.

Les voltages du circuit de l'arc, que l'auteur a employés, variaient de 36 à 440 volts, et l'intensité du courant de 0,5 à 54 ampères. Il étudia même des courants plus faibles, mais alors l'arc se brisait constamment et donnait lieu à une succession d'éclairs dans lesquels l'intensité du courant ne s'élevait pas au-dessus de 0,3 ampères C'est la variation de l'intensité de courant et l'emploi de l'arc interrompu qui introduisent les plus grands changements dans le spectre ; les variations de voltage ont peu d'effet. La variation de l'intensité du courant ne fait pas apparaître dans l'arc les raies qui en sont absentes normalement, comme elle le fait avec Mg [1], mais elle a une grande action sur les raies de l'étincelle sensible à la self-induction que l'on voit dans l'arc. Celles-ci sont très affaiblies dans un arc faible et continu (220 v. 0,5 amp.), mais par contre deviennent beaucoup plus intenses dans un arc plus faible, mais discontinu (440 v. moins de 0,3 amp.), quelquefois plus intenses que dans un arc fort (220 v. 5 amp.). L'auteur pense que les changements dans le spectre de l'arc ne peuvent qu'avec quelque difficulté être expliqués par des changements de densité de vapeur ; une comparaison avec le spectre d'étincelle sous certaines conditions, et la considération des oscillations possibles dans l'arc, fortes avec un courant intense, réduites dans un arc faible et continu et de nouveau renforcées dans l'arc interrompu, paraît justifier la conclusion que dans l'arc aussi bien que dans l'étincelle l'intensité relative d'un grand nombre de raies du cuivre dépend surtout du caractère des oscillations.

J. HARTMANN. — The correction of the standards of wave-lengths (La correction des longueurs d'onde étalons). — T. XX, p. 41-48.

Dans un mémoire antérieur [2], l'auteur avait établi un tableau des corrections à appliquer aux longueurs d'onde de Rowland pour les débarrasser le plus possible de leurs erreurs et les transformer en un système concordant, quoique la valeur absolue des longueurs d'onde n'y soit pas exacte. MM. Kayser et Perrot et Fabry, tout en recon-

(1) HARTMANN et EBERHART, *Ap. J.*, XVII, p. 270; 1903.
(2) *Ap. J.*, XVIII, p. 167; 1903; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 624 ; 1904.

naissant que, dans toutes les recherches spectroscopiques, la valeur absolue des longueurs d'onde a peu d'importance, préféreraient le transfert du système de Rowland au système absolu de Michelson. M. Hartmann défend son opinion qu'il y a lieu de corriger le moins possible les nombres de Rowland, et que de même que, dans l'établissement du mètre défini comme la dix-millionième partie du quart du méridien, on n'en a pas changé la longueur après chaque mesure géodésique, de même on ne pourra changer le système de longueurs d'onde après chaque nouvelle mesure d'étalons ; il faudra nécessairement s'arrêter à un système correct d'une manière relative et non absolue.

PERCIVAL LEWIS. — The afterglow of metallic vapors in nitrogen. — A new band spectrum (La phosphorescence des vapeurs métalliques dans l'azote. — Un nouveau spectre de bandes). — T. XX, p. 49-57.

La phosphorescence étudiée ne se produit pas dans de l'azote extrait de l'air, mais dans de l'azote préparé en chauffant une solution de nitrite de sodium et de sulfate d'ammonium, et soigneusement débarrassé d'oxygène et de vapeur d'eau. Elle se produit presque aussi facilement à toutes pressions, de quelques millimètres à 10 centimètres, mais seulement en employant une forte décharge concentrée ; elle persiste après la décharge.

Son spectre est discontinu et comprend des raies et des bandes. Quelques-unes des bandes sont celles du troisième groupe de Deslandres ; d'autres ont une origine inconnue. Les raies sont dues au mercure ou au métal des électrodes, aluminium, platine, zinc. Des électrodes de fer donnent le même spectre de bandes, mais pas d'autres raies métalliques que celles de la vapeur de mercure contenue dans le tube.

Les vapeurs de mercure et d'aluminium restent phosphorescentes au moins 0,1 seconde après que la décharge a cessé. Il n'y a pas de persistance lumineuse dans les vapeurs métalliques, s'il n'y en a pas dans le gaz. Les raies du mercure se montrent aussi bien à toutes pressions ; celles de l'aluminium sont en général plus fortes aux pressions relativement élevées (2 cm. et plus), mais quelquefois sont absentes.

Avec de l'amalgame de sodium chauffé dans le tube, la phosphorescence est encore persistante, mais semble localisée dans la vapeur de mercure, les raies du sodium en sont absentes.

PERCIVAL LEWIS. — Notes on the spectra of nitrogen and its oxides (Notes sur les spectres de l'azote et de ses oxydes). — T. XX, p. 58-63.

Quelques notes sur les conditions de leurs productions et sur leurs apparences caractéristiques accompagnent une planche où se trouvent reproduits les spectres de l'azote dans la décharge des tubes sans électrodes, aux pôles positifs et négatifs, aux pressions élevées (plusieurs atmosphères), et les spectres du protoxyde et du bioxyde d'azote.

S.-A. MITCHELL. — Comet 1903 Borrelly and light-pressure (La comète 1903 Borrelly, et la pression de la lumière). — P. 63-69.

La comète 1903 Borrelly a eu une assez belle queue, distinctement double, et même triple dans les derniers jours où on l'a photographiée. Les mesures des angles entre le rayon vecteur de la comète et les queues ont permis à M. S.-A. Mitchell de calculer la valeur de la force répulsive du Soleil en fonction de la gravité. Pour la première queue, elle serait égale à 18,47 ; pour la seconde, à 1,91 ; pour la troisième ,à 1,46. Si l'on admet que cette force répulsive est produite par la lumière, les dimensions des petites particules formant les trois queues seraient: 0,1 μ — μ — 1,33 μ.

Jules BAILLAUD.

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. XLVIII; mai-juin-juillet 1904.

G. BAKKER. — Zur Theorie der Kapillarität (Sur la théorie de la capillarité). P. 1-40. Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 886.

Les phénomènes capillaires forcent à admettre dans l'intérieur d'un liquide l'existence de deux espèces de forces : les unes représentent toujours une pression par unité de surface, que l'auteur a appelée *pression thermique;* les autres, résultant de forces d'attraction entre les molécules, doivent être comptées comme forces s'exerçant entre des éléments de volume : ce sont les forces capillaires

dont la résultante à l'intérieur du liquide est la cohésion. La différence de nature de ces deux forces explique simplement les phénomènes d'ascension ou de dépression dans les tubes capillaires, et il est superflu d'introduire la pression moléculaire de Laplace.

L'expression analytique de la tension superficielle, considérée comme la différence entre la pression normale et la pression parallèle à la surface, est identique à la fonction qui représente la constante capillaire dans la théorie de Laplace.

Les calculs de Maxwell, Rayleigh, Van der Waals, donnent le potentiel des forces en un point de la surface; l'auteur en déduit une expression analytique du changement de densité dans la couche capillaire, et démontre quelques relations nouvelles entre l'énergie potentielle, la cohésion et la constante capillaire.

En adoptant la fonction potentielle $V = f\frac{e^{-qr}}{r}$ trouvée par Naumann pour les actions électriques à distance, l'auteur calcule la cohésion, la tension superficielle, l'épaisseur de la couche capillaire : celle-ci s'exprime par le rapport $\frac{H}{p_1 - p}$ (H, tension superficielle; p_1, pression de la vapeur ; p, moyenne des pressions normalement et parallèlement à la surface).

W. KNOPP. — Ueber die Löslichkeitsbeeinflussung von Wasserstoff und Stickoxydul in wässerigen Lösungen verschieden dissozierter Stoffe (Variations de solubilité de l'hydrogène et du protoxyde d'azote dans les solutions aqueuses de corps différemment dissociés). — P. 97-109.

Ces observations se relient étroitement à celles de Roth et de Braun [1]. D'après Jahn, quand on dissout un gaz dans un électrolyte binaire de concentration c, les concentrations moléculaires du gaz, C dans l'eau pure, C' dans la solution saline, doivent être liées par la relation :

$$\frac{1}{c}\log\frac{C'}{C} = (1-\gamma)A + \gamma B,$$

γ étant le degré de dissociation de l'électrolyte, déduit de la conductibilité, A et B deux constantes.

Les recherches de l'auteur vérifient cette formule.

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 880 ; 1904.

A. PLOTNIKOW. — **Das elektrische Leitvermögen der Lösungen in Brom (Conductibilité électrique des solutions dans le brome). — P. 220-237.**

Mesures de conductibilités électriques dans le brome liquide : $AlBr^3$, S^2Br^2, $AsBr^3$, $SnBr^4$ ne conduisent pas ; $SrBr^3$ conduit mal ; les combinaisons $AlBr^7CS^2$ et $AlBr^5$, C^2H^5Br, CS^2 conduisent assez bien ; les solutions concentrées de PBr^5 possèdent une conductibilité du même ordre de grandeur que les solutions aqueuses des sels.

Quand la concentration croît, la conductibilité spécifique du tribromure d'antimoine croît continuellement, celle des combinaisons complexes ne croît que d'une façon insignifiante ; la conductibilité moléculaire de PBr^5 passe par un maximum pour PBr^{25}.

La conductibilité remarquable des combinaisons complexes du bromure d'aluminium confirme l'hypothèse que ces combinaisons doivent leurs propriétés chimiques spéciales à la formation d'ions complexes d'aluminium.

La dissociation de quelques corps seulement par le brome liquide montre que la nature du corps à dissoudre intervient autant que les propriétés du dissolvant dans la conductibilité des solutions.

A. HANTZCH. — **Ueber Absorptions-geschwindigkeiten zwischen festen und gasförmigen Stoffen (Vitesses d'absorption entre corps solides et gazeux). — P. 289-329.**

L'auteur étudie :

1° Les vitesses d'absorption de l'ammoniaque par des acides organiques solides, et leur transformation en sels ammoniacaux ;

2° Les vitesses d'absorption de HCl gaz par des bases ammoniacales organiques solides et leur transformation en chlorures ammoniacaux organiques substitués.

L'expérience fournit des valeurs concordant assez bien avec les formules théoriques d'équilibre chimique :

$$\frac{1}{t}\log\frac{a}{a-x}=k_1$$

pour les réactions du premier ordre à pression constante ;

$$\frac{1}{t}\frac{x}{a(a-x)}=k_2$$

pour les réactions du second ordre (gaz dilué d'air).

P. BOEDKE. — Zur Theorie der Sättigungserscheinungen binärer Gemische (Sur la théorie des phénomènes de saturation dans les mélanges binaires). — P. 330-345.

Étude théorique, faite sous la direction de Planck pour appliquer aux mélanges binaires liquides les lois d'équilibre des fluides, et, en particulier, la loi des diamètres rectilignes. Vérification pour les mélanges : alcool méthylique et sulfure de carbone ou hexane, eau et phénol ou acétylacétone.

GARDNER et GERASSIMOFF. — Ueber die Bestimmung der Löslickkeit von Salzen schwacher Säuren durch Messung der Leitfähigkeit (Détermination de la solubilité des sels d'acides faibles par la mesure de la conductibilité). — P. 359-364.

Divers auteurs se sont servis de la conductibilité pour déterminer la solubilité de sels très peu solubles d'acides ou bases faibles, tels que les carbonates alcalino-terreux ; ils n'ont pas tenu compte de l'hydrolyse. L'auteur montre que cette influence est très notable pour le carbonate de baryte : si l'on supprime l'action dissociante de l'eau en y ajoutant un alcali (NaOH), la conductibilité propre du carbonate de baryte descend de $28,6.10^{-6}$ à 6.10^{-6}.

H. BECKHOLD. — Die Ausflockung von Suspensionen bezw. Kolloiden und die Bakterienagglutination (La précipitation des suspensions ou des colloïdes, et l'agglutination des bactéries). — P. 385-424.

Les théories de Nernst, de Perrin, admettant l'existence de charges électriques des particules, expliquent pourquoi les suspensions qui se transportent vers l'anode sont précipitées par les acides ; celles qui se transportent vers la cathode, par les bases ; elles n'expliquent pas la propriété de certains sels neutres de tantôt précipiter, tantôt favoriser les suspensions, ni la propriété que les sels à cation trivalent (Al, Fe) agissent beaucoup plus activement que les ions H. L'auteur passe en revue l'influence de l'anion et du cation, de la valence, de la vitesse de transport, de l'hydrolyse, de la dissociation électrolytique. Il divise les colloïdes et suspensions en trois catégories :

1° Colloïdes du premier ordre ou colloïdes stables (dextrine, tanin, albumoses) ;

2° Colloïdes du second ordre ou colloïdes instables (colloïdes inorganiques : platine, trisulfure d'arsenic) ;

3° Suspensions vraies (mastic, kaolin, outremer).

Les colloïdes du premier ordre se rapprochent beaucoup des cristalloïdes, et souvent même se comportent comme cristalloïdes dans d'autres dissolvants que l'eau (couleurs dérivées de l'aniline en solution alcoolique).

Les colloïdes du second ordre se rapprochent davantage des vraies suspensions : les procédés de Siedentopf et Zsigmondy, de Cotton et Mouton ([1]) permettent d'y rendre visibles des parcelles ultra-microscopiques ; ils sont précipités par les plus petites traces d'électrolyte.

Pour ces deux classes de colloïdes, le transport entre deux électrodes donne seulement une variation de concentration ; les vraies suspensions, au contraire, donnent un véritable dépôt à l'anode ; elles sont précipitées par les plus petites traces d'électrolytes.

Les substances gélatinisantes (gélatine, agar) sont des systèmes à deux phases qui ne sont pas précipités par les sels mono ou bivalents. Mélangées aux colloïdes du second ordre et aux vraies suspensions, elles en arrêtent ou retardent la précipitation par les électrolytes : cela doit être attribué à ce que les particules en suspension s'entourent d'une couche de substance gélatinisante, et se comportent alors comme ces substances elles-mêmes. Dans un grand nombre de cas, les colloïdes du premier ordre (albumine) se comportent comme la gélatine ([2]). Les sels trivalents (Al, Fe), qui contiennent toujours de l'oxyde colloïdal provenant d'une hydrolyse, peuvent donner lieu à des phénomènes de même nature.

Les bactéries se transportent dans le courant électrique comme les vraies suspensions, vers l'anode, et leur précipitation ne présente aucune différence essentielle avec celle des suspensions inorganiques ou des colloïdes.

L'auteur étudie la vitesse de précipitation de vraies suspensions de bactéries et d'agglutininbactéries (bactéries traitées par le sérum d'un animal immunisé pour ces mêmes bactéries) ([3]).

([1]) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 692 ; 1903, et t. III, p. 735 ; 1904.

([2]) M. Victor Henri a donné une autre explication de ces faits (C. R. Société de biologie, 1904).

([3]) Travail fait au laboratoire de P. Ehrlich.

C. FÜCHTBAUER. — Die freiwillige Erstarrung unterkühlter Flüssigkeiten (La congélation spontanée de liquides en surfusion). — P. 549-569.

Les substances fondues en tube scellé étaient abandonnées à un refroidissement lent ; le point de solidification spontanée était souvent très variable pour des tubes différents (naphtaline entre 45° et 75° ; eau entre — 22° et — 2°). Ces irrégularités sont dues à l'existence de poussières ou particules actives dans le liquide ; la filtration abaisse le point de congélation. En petites masses (en tubes capillaires), les liquides peuvent être plus fortement refroidis, parce que les chances de contamination par les poussières sont moindres.

Étude théorique sur la stabilité des liquides homogènes d'après les conditions d'équilibre de Gibbs.

W.-J. MÜLLER. — Zur Passivität der Metalle (Sur la passivité des métaux). P. 577-585.

Il existe deux théories de la passivité : l'une (Faraday, Beetz, etc.) attribue la passivité à l'apparition de couches non métalliques d'oxydes ou de gaz ; l'autre (Schönbein, Berzélius, Hittorf) admet la formation d'une couche métallique superficielle dans un état spécial, l'état *contraint* des molécules, correspondant, d'après Hittorf, à une valence plus élevée de l'ion métal.

On considère aujourd'hui un métal comme formé d'atomes liés à des charges électriques positives ou négatives, ce sont les électrons. L'auteur montre que cette hypothèse fondamentale n'est compatible qu'avec la théorie de Schönbein, précisée d'après le point de vue de Hittorf. Comme conséquence, vérifiée par l'expérience (Fe, Cr, Mn, Pb), tout métal qui présente plusieurs valences, c'est-à-dire qui forme des ions de valences différentes, peut présenter dans certaines conditions des phénomènes de passivité et d'activité.

K. BECK. — Beiträge zur Bestimmung der relativen innern Reibung von Flüssigkeiten (Contribution à la détermination du frottement interne relatif des liquides). — P. 641-682.

L'auteur emploie la méthode d'écoulement dans un tube fin, avec un dispositif permettant les mesures quand l'observation directe des

ménisques est rendue impossible soit par l'opacité du liquide (sang vivant), soit par la nécessité d'opérer dans un thermostat. Voici, pour quelques liquides étudiés, les coefficients de frottement η par rapport au benzène à 5° (T, température de fusion ; t, température de la mesure).

Liquide	T°	t°	η
Bromoforme..........	+ 5,5	6,4	2,967
Iodoforme............	120,1	121,5	2,926
Brome...............	— 6	— 5,5	1,389
Iode..................	115,0	115,0	2,252
Dibenzyle............	52	53	2,5214
Azobenzol............	68	69	2,5078
Benzalinine..........	49	50	2,5034
Stilbène..............	124	125	2,5103
Benzylaniline.........	32	33	2,5106
Camphoroxime *g*......	115	115,8	11,039
— *d*.......	115	115,8	11,029
Benzaldoxime α_1......	16	17,5	30,534
— α.......	34,5	36	26,224
— β.......	126	127,5	2,1018
Nitrobenzaldoxime α..	119,5	120,2	4,9112
— β..	119,5	120,2	5,6414

Ces recherches montrent que les coefficients de frottement permettent de mettre en évidence des différences de constitution moléculaire.

J. GUINCHANT.

THE PHYSICAL REVIEW ;

T. XVIII, n°s 4, 5, 6; — T. XIX, n°s 1, 2, 3.

C.-K. EDMUNDS. — The metallic reflection of selenium (Réflexion métallique du sélénium). — P. 193-229.

Appelons : Δ, la différence de phase entre les deux composantes de la lumière réfléchie polarisée elliptiquement, prises dans le plan d'incidence et normalement à ce plan ; ψ, l'angle du plan d'incidence avec celui de la polarisation rétablie ou détruite ; φ, l'angle d'incidence. L'auteur appelle, avec Drude, incidence principale et azimut principal, les valeurs de φ et de ψ qui correspondent à $\Delta = \frac{\pi}{2}$.

Cela étant, les conclusions principales du mémoire sont les suivantes :

Le sélénium, en polarisant elliptiquement la lumière polarisée rectilignement qui tombe sur sa surface, se comporte comme une substance vitreuse pour les longueurs d'onde voisines du rouge, et se rapproche de plus en plus des métaux, à mesure qu'on considère des longueurs d'onde plus courtes; pour le bleu, il se comporte tout à fait comme un métal; cette propriété le rapproche de la fuchsine.

Quand la longueur d'onde décroît, l'azimuth principal croît, tandis que l'incidence principale décroît, passe par un minimum au voisinage de 680 $\mu\mu$, puis varie peu.

Quand on transforme le sélénium vitreux en sélénium cristallin, il en résulte un accroissement d'absorption pour toutes les longueurs d'onde du spectre visible, et la polarisation elliptique se rapproche de celle que produit un vrai métal. Le vieillissement accroît l'analogie des propriétés du sélénium et d'un métal.

En employant les formules établies par Drude pour la polarisation elliptique, on constate que les observations de Quincke, Glan, Cornu et celles de l'auteur conduisent à des valeurs différentes de l'indice de réfraction et du coefficient d'absorption. Cependant, en général, la courbe de dispersion s'élève quand la longueur d'onde décroît, et présente un point d'inflexion dans le vert. En même temps l'absorption croît progressivement, et tout semble indiquer l'existence d'un certain nombre de bandes d'absorption dans le bleu et le violet.

A.-H. TAYLOR. — Resonance in aërial systems (De la résonance dans la télégraphie sans fil). — P. 230-238.

Description de dispositifs propres à exagérer les effets de résonance.

E. MERRITT et O. STEWART. — On the conductivity produced in rarefied gases by an incandescent cathode (Conductibilité causée dans les gaz raréfiés par une cathode incandescente). — P. 239-255.

Aux vides les plus élevés produits par la pompe, le filament incandescent de charbon qui constitue la cathode continue à décharger l'électricité négative; il est probable que les électrons qui trans-

portent la charge proviennent plutôt du corps incandescent que du gaz en contact avec lui.

Une cathode incandescente paraît présenter de grandes analogies avec une cathode éclairée par la lumière ultra-violette.

Les auteurs discutent, sans paraître pouvoir l'expliquer nettement, l'effet suivant, qui se produit pour des pressions gazeuses voisines de $0^{mm},5$: Pour de faibles forces électromotrices, le galvanomètre atteint rapidement son équilibre; mais, pour des tensions supérieures à 10 volts, le courant de décharge, au lieu de s'établir à un régime fixe, croît lentement pendant plusieurs minutes.

K.-E. GUTHRIE. — Fibers resembling fused quartz in their elastic properties (Fibres analogues aux fils de quartz). — P. 256-262.

En essayant de fondre et d'étirer au chalumeau oxhydrique divers minéraux, l'auteur a obtenu des résultats satisfaisants avec l'asbeste-amphibole $Mg^3CaSi^4O^{12}$, et surtout avec la stéatite $Mg^3H^2Si^4O^{12}$. Ce dernier corps, surtout, s'étire très facilement; mais les fils, une fois formés, ne peuvent plus être travaillés à chaud. La ténacité pour des fibres de $0^{cm},006$ atteint 13×10^9 dynes par centimètre carré, et diminue pour des sections plus grandes; elle est donc du même ordre de grandeur que celle du quartz.

J.-H. HART. — The continuous method of steamcalorimetry (Calorimètre à vapeur à fonctionnement continu). — P. 263-274.

Un courant d'eau à la température θ_1 circule dans un serpentin immergé dans un bain de vapeur et sort à une température θ_2. Si m est le poids d'eau qui circule, S sa chaleur spécifique, et si elle détermine la condensation d'un poids M de vapeur, dont la chaleur de vaporisation est L, on a :

$$ML = mS(\theta_2 - \theta_1).$$

Le mémoire comprend une étude détaillée de l'appareil construit pour la mise en application de ce principe.

W. DUANE et C.-A. LORY. — On the differential telephone (Sur le téléphone différentiel). — P. 275-279.

Le téléphone porte deux bobines identiques, mais d'enroulements contraires. Ces deux bobines sont placées sur deux circuits parallèles,

alimentés par la même force électromotrice alternative, l'un de ces circuits contenant la self-induction à mesurer, une self-induction variable étalonnée et une résistance non inductrice. On règle jusqu'à extinction du son au téléphone; la self-induction à mesurer est alors égale à la self étalonnée. Ce procédé est sensible au cinq millième.

S.-R. WILLIAMS. — On the determination of refractive indices by means of channeled spectra (Mesure de l'indice de réfraction par les spectres cannelés). — P. 280-294.

Application à l'eau distillée, l'alcool, la monobromonaphtaline, l'huile de cassia, le benzol et l'huile d'olive.

A.-G. WEBSTER. — Some practical aspects of the relations between physics and mathematics (Relations entre la physique et les mathématiques). — P. 297-318.

S.-N. TAYLOR. — Potentiel phenomena in vacuum tubes during the production and interruption of electrical discharge (Variation de potentiel pendant la décharge dans les gaz raréfiés). — P. 321-348.

La chute de potentiel entre l'anode et la cathode est mesurée au moyen d'un tube de Braun. Conclusions :

1° Avec une faible résistance dans le circuit, la décharge d'une machine électrostatique à influence est continue ; elle devient brusquement disruptive quand on accroît suffisamment la résistance. A ce moment, le tube traverse une phase critique où il suffit de toucher avec le doigt un point du circuit extérieur pour passer de l'un des états à l'autre;

2° La lueur est plus grande pour la décharge disruptive que pour la continue; mais l'intensité du courant est aussi plus grande dans le premier cas;

3° La chute de potentiel ne tombe jamais à zéro à chaque interruption, mais varie entre un maximum et un minimum;

4° La capacité du tube où éclate la décharge augmente avec la raréfaction.

A.-L. FOLEY. — On the use of nickel in the core of the Marconi magnetic detector (Emploi du nickel dans le détecteur d'ondes de Marconi). — P. 349-354.

Il s'agit d'un détecteur d'ondes fondé sur les changements d'aimantation résiduelle d'un barreau sous l'action des ondes élec-

tromagnétiques. En substituant le nickel au fer, les résultats obtenus sont du même ordre de grandeur. L'antimoine donne encore un résultat appréciable ; le bismuth ne donne rien.

E.-L. NICHOLS et E. MERRITT. — Studies in luminescence. — I. The phosphorescence and fluorescence of organic substances at low temperatures (Phosphorescence et fluorescence des substances organiques aux basses températures). — P. 355-365.

Cette étude préliminaire est purement qualitative. Les substances à étudier, placées dans l'air liquide, sont éclairées, soit par la lumière ultra-violette, soit par une étincelle éclatant entre pointes de magnésium, soit par les rayons X. Plusieurs centaines de composés organiques sont ainsi répartis en classes : corps ni fluorescents ni phosphorescents à — 186° ; — corps phosphorescents, mais non fluorescents ; — corps fluorescents, mais non phosphorescents ; — corps fluorescents et phosphorescents.

F. SANFORD. — Some further experiments on the radiation produced in alternating condenser field (Observations ultérieures sur les radiations émises par un condensateur qui se charge ou se décharge). — P. 366-369.

Comme suite au mémoire précédemment analysé [1], M. Sanford a déterminé l'indice des radiations émises par une cathode reliée à une bobine. Toutes ces radiations sont placées dans l'ultra-violet, à peu de distance du spectre visible. On a ainsi trouvé, pour une cathode en aluminium ou en argent, $\lambda = 350\ \mu\mu$; en cuivre, 372 $\mu\mu$, et en zinc, 377 $\mu\mu$.

C.-D. CHILD. — The Hall effect in the electric arc (Phénomène de Hall dans l'arc électrique). — P. 370-371.

Deux crayons de carbone étant placés dans un arc, de telle sorte que leurs potentiels soient égaux, il se produit entre eux une différence de potentiel voisine de 1,5 volt quand on crée un champ magnétique dans la région où se trouve l'arc.

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 484 ; 1904.

C. K. EDMUNDS. — The reflective power of selenium as determined by a spectrophotometer (Mesure spectrophotométrique du pouvoir réflecteur du sélénium). — P. 385-402.

En général, le pouvoir réflecteur augmente lorsqu'on considère les longueurs d'onde décroissantes; il y a toutefois un maximum vers 620 μμ et un minimum vers 590 μμ. Quand on laisse vieillir le sélénium, le pouvoir réflecteur diminue pour toutes les régions du spectre, sauf vers 525 μμ, où il y a, au contraire, accroissement.

Les mesures photométriques effectuées ont vérifié avec une remarquable approximation les formules de Cauchy, qui donnent le pouvoir réflecteur d'un métal, pour les différents angles d'incidence, en fonction des constantes optiques.

E.-L. NICHOLS et E. MERRITT. — Studies in luminescence. — II. A spectrophotometric study of fluorescent solutions belonging to Lommel's first class (Etude spectrophotométrique des solutions fluorescentes appartenant à la première classe de Lommel) — P. 403-418.

La première classe des substances fluorescentes comprend, d'après Lommel, les corps dont il est possible d'exciter la fluorescence (contrairement à la loi de Stokes) par une lumière de longueur d'onde supérieure à celle d'une portion du spectre de fluorescence, et dans lesquels la réfraction des intensités du spectre fluorescent est indépendante de la nature de la lumière excitatrice ; à ce groupe appartiennent le rouge de naphtaline, l'éosine, la chlorophylle et la fluorescéine.

L'étude faite par les auteurs confirme l'affirmation de Lommel; la plus grande longueur d'onde capable d'exciter une fluorescence observable est 542 μμ pour la fluorescéine, 589 pour l'éosine, 632 pour le rouge de naphtaline.

F.-G. REYNOLDS. — The viscosity coefficient of air, with an inquiry into the effect of the Röntgen rays thereon (Viscosité de l'air; action des rayons X sur cette viscosité). — P. 419-431 et 37-47.

La première partie de ce travail comprend un exposé historique et une bibliographie fort étendue; les recherches personnelles de l'auteur sont faites par la méthode d'oscillation. L'action des rayons X n'a manifesté aucune variation de viscosité, ce qui n'a rien

d'extraordinaire, si on considère combien est petite la fraction des molécules ionisées par ces rayons.

F.-C. FRISBIE. — The effect of pressure on magnetic induction (Effet de la pression sur l'induction magnétique). — P. 432-443.

L'application d'une pression hydrostatique à des anneaux de fer doux altère le coefficient de perméabilité magnétique ; le magnétisme résiduel varie quand la pression est produite ou supprimée. Avec le fer impur, le sens de la variation dépend de la force du champ magnétisant. Avec le fer pur, la perméabilité croît avec la pression pour les valeurs du champ comprises entre 0,54 et 9,67 unités absolues.

K.-E. GUTHE. — A study of the silver voltameter (Le voltamètre à argent). P. 445-447.

Comparaison des dispositifs de Leduc et de Richards ; ce dernier reçoit la préférence.

E.-L. NICHOLS et E. MERRITT. — The effect of light upon the absorption and the electrical conductivity of fluorescent solutions (Variation de conductibilité des corps fluorescents). — P. 447-449.

Les solutions fluorescentes présentent toujours un accroissement de conductibilité électrique quand on les éclaire par des radiations qui provoquent cette fluorescence. L'accroissement mesuré a atteint 1,1 0/0 pour l'éosine, 0,11 0/0 pour la fluorescéine, 0,14 0/0 pour la rhodamine, 0,59 0/0 pour la cyanine. Les auteurs attribuent cet effet à une sorte d'ionisation.

F.-G. MAGIE. — The volumes of solutions (De la contraction lors des dissolutions). P. 449-452.

On représente le volume d'une solution par une expression de la forme :

$$V = W + A(n - p) + cp,$$

où W est le volume de l'eau, n le nombre des molécules-gramme du corps dissous, p le nombre de ces molécules qui sont dissociées.

F.-A. SAUNDERS. — Some additions to the arc spectra of the alkali metals (Spectre des métaux alcalins dans l'arc). — P. 452-454.

P.-G. NUTTING. — Some new rectifying effects in conducting gases (Sur le redressement du courant par les tubes à gaz raréfiés). — P. 1-7.

L'auteur a étudié un certain nombre de cas dans lesquels une dissymétrie dans le passage du courant résulte d'une différence de pression du gaz entre les deux électrodes, d'une différence de dimension des électrodes (redresseur Villard), d'une différence de température, de nature chimique ou d'état physique.

R.-F. EARHART. — The absorption of energy in condensers (Absorption d'énergie dans les condenseurs). — P. 8-17.

Emploi du phasemètre de lord Rayleigh à l'étude de l'absorption diélectrique. Il est difficile de tirer une conclusion quelconque des rares résultats fournis dans ce mémoire.

E.-L. NICHOLS et E. MERRITT. — Studies in luminescence. III. On fluorescence spectra (Sur les spectres de fluorescence). — P. 18-36.

1° L'éosine, le rouge de naphtaline, la fluorescéine, la rhodamine, le bleu de résorcine, le sulfate de quinine, la chlorophylle, le spath fluor, l'esculine, possèdent tous une fluorescence du même type ;

2° Pour chacun de ces corps, le spectre de fluorescence consiste en une simple bande, bordant la bande d'absorption à laquelle la fluorescence est associée ;

3° La position du maximum de cette bande de fluorescence est dans tous les cas indépendante de la longueur d'onde ou de la composition de la lumière excitatrice;

4° La loi de Stokes ne se vérifie pour aucun des corps cités ci-dessus ;

5° Les corps fluorescents peuvent présenter des bandes d'absorption de plus grande longueur d'onde que celle à laquelle la fluorescence est associée; c'est le cas du spath fluor et de la chlorophylle. La lumière absorbée dans ces bandes ne produit pas cependant la fluorescence ;

6° Quand il existe plus d'une bande de fluorescence, comme c'est le cas pour la chlorophylle, il est probable que chaque bande est due à une substance fluorescente distincte contenue dans la solution.

N.-A. DUBOIS. — The application of allotropic silver for the preparation of conducting fibers (Obtention de fibres conductrices au moyen de l'argent allotropique). — P. 48-50.

L'auteur prépare de l'argent allotropique, d'après les indications de Carey Lea, sous forme d'une poudre brune en suspension dans l'alcool. On peut peindre avec cette émulsion une surface quelconque (lame de verre, fibre de quartz pour électromètre) ; le dépôt obtenu est alors très peu conducteur, mais il suffit de le mettre en contact avec du gaz chlorhydrique pour transformer l'argent allotropique en argent ordinaire, et donner ainsi une conductibilité excellente à la couche métallisée.

C.-W. WAIDNER et H.-C. DICKINSON. — Apparatus for platinum resistance thermometry (Thermomètres à résistance de platine). — P. 51.

C.-W. WAIDNER et H.-C. DICKINSON. — The intercomparison of primary standard mercurial thermometers (Comparateur pour thermomètres à mercure). — P. 52-56.

Appareil peu différent de celui du Bureau international.

E.-B. ROSA et F.-W. GROWER. — Absolute measurement of inductance (Mesure absolue de l'inductance). — P. 57-58.

Application de la méthode de Joubert.

E.-B. ROSA et F.-W. GROWER. — Testing of mica condensers (Essai de condensateurs à lame de mica). — P. 59-60.

Pour les charges longues, on emploie le balistique, et pour les plus courtes le pont avec courant alternatif et un galvanomètre accordé à la fréquence du courant.

A.-P. WILLS. — The conduction of electricity in mercury vapor (Conductibilité de la vapeur de mercure). — P. 65-88.

Étude de la lampe à mercure Hewitt ; on détermine les températures en différents points de la colonne mercurielle, le gradient de potentiel, et la variation de l'intensité du courant avec la pression intérieure.

W.-W. COBLENTZ. — Optical notes. — I. Reflection and refraction at the interface of two media having intersecting dispersion curves. — II. The infrared absorption spectrum of selenium (Réflexion et réfraction à la surface de séparation de deux milieux dont les courbes de dispersion se coupent. — Spectre d'absorption infra-rouge du sélénium). — P. 89-97.

Quand on place une couche de safrol, d'eugénol et de cuménol entre deux lames de sel gemme, on aperçoit, en regardant obliquement, de belles irisations qui tiennent à ce que l'angle de réflexion totale n'est pas le même pour les différentes couleurs.

P.-G. NUTTING. — Some new theorems analogous to Green's (Nouveaux théorèmes analogues à celui de Green). — P. 98-106.

J.-C. SHEDD et R.-L. INGERSOL. — The elastic modulus and elastic limit of rubber and their relation to change of temperature (Module et limite d'élasticité du caoutchouc, et leur relation avec la température). — P. 107-116.

Tracé des cycles d'hystérésis pour le caoutchouc, et leur déformation avec la température (de 11° à 94°).

C.-D. CHILD. — The electric arc (L'arc électrique).

Étude de la variation de potentiel dans l'arc en faisant varier la pression extérieure. Le chute à la cathode passe par un maximum vers une pression de 100 millimètres, puis décroît, la variation la plus rapide se produisant vers 30 millimètres. A l'anode, la variation de potentiel semble décroître d'une façon régulière avec la pression.

La température de l'arc paraît moindre aux basses pressions qu'aux pressions élevées. La décharge entre l'arc et un conducteur voisin croît très rapidement quand la pression diminue. La décharge produite par les ions positifs est plus grande à la pression atmosphérique, celle produite par les ions négatifs est plus grande aux basses pressions.

K.-E. GUTHE. — A study of the silver voltameter (Étude du voltamètre à argent). P. 138-153.

Une étude comparative de différents types conduit l'auteur à donner la préférence au modèle de Richards et au voltamètre à large anode, qui donnent des résultats identiques. L'équivalent électrochi-

mique de l'argent serait, en conséquence, de 1,11683 milligramme par coulomb.

J.-C. SHEDD. — A new form of magnetic contact-maker (Interrupteur à fonctionnement magnétique). — P. 154-155.

Le pendule oscillant porte à sa partie inférieure un aimant qui passe à 1 millimètre de deux masses voisines de fer doux soutenues par deux ressorts. Ces deux pièces se rapprochent l'une de l'autre, ce qui établit un contact entre une vis et un talon solidaires du ressort.

J.-F. MEYER. — The thermolectromotive force of nickel nitrate in organic solvents (Force électromotrice thermoélectrique du nitrate de nickel dans les dissolvants organiques). — P. 156.

La force électomotrice thermoélectrique de l'azotate de nickel dissous dans l'aniline et la pyridine est nulle jusqu'à 80° C. En solution alcoolique, l'électrode chaude est d'abord positive, puis devient négative ; en solution dans l'acétone, l'électrode chaude est toujours positive. La force électromotrice est indépendante de la concentration jusqu'à $\frac{1}{50}$ de molécule-gramme par litre.

H. HO. — On the differential telephone (Sur le téléphone différentiel) P. 166-170.

L'auteur propose un mode de bobinage et un montage différents de ceux indiqués par Duane et Lory. La précision atteinte dans les mesures paraît supérieure.

A.-P. CARMAN. — A wave machine (Modèle de mouvement vibratoire). P. 171-173.

Appareil construit avec des boules et des ressorts pour figurer le mouvement vibratoire.

A.-L. DAY et E.-T. ALLEN. — Temperature measurements to 1600° C. (Mesures de température jusqu'à 1600° C.). — P. 177-186.

Emploi du four électrique Heræus, de Hanau, et des couples thermoélectriques gradués d'après les procédés de Holborn et l'échelle du Reichsantalt de 1150° à 1600°. On procède par extrapolation. On a pu fondre de l'anorthite à 1532°.

W.-P. BOYNTON. — The conductivy of a spark-gap (Résistance du micromètre à étincelles). — P. 187-195.

L'étincelle présente une faible résistance lorsqu'elle provient d'un circuit de forte capacité. Elle présente, sous une longueur de 2 millimètres, une résistance assez basse pour qu'on puisse la négliger en première approximation dans les calculs, lorsqu'elle émane d'un condensateur ayant au maximum 0,002 microfarad.

G.-W. PIERCE. — Experiments on resonance in wireless telegraph circuits (Expériences sur la résonance en télégraphie sans fil). — P. 196-217.

On mesure directement l'énergie dans le circuit récepteur pour différentes valeurs de la capacité et de l'inductance de deux circuits transmetteur et récepteur. Les déterminations effectuées prouvent que les phénomènes peuvent être rendus assez réguliers pour permettre une étude quantitative.

D.-B. BRACE. — Notes on the errors in the half shade elliptical polarizer (Erreurs dans l'emploi du polariseur elliptique à pénombre). — P. 218-230.

Il s'agit du calcul mathématique de la sensibilité dans un appareil décrit antérieurement.

P.-G. NUTTING. — Tests of some oils suitables for use in air pumps (Essai de quelques huiles utilisables dans les pompes à vide). — P. 231-233.

Les pompes Fleuss peuvent être garnies avec différentes marques d'huile de pétrole. L'auteur recommande la « Standard gas engine oil », vendue par la Standard oil Company.

L. HOULLEVIGUE.

REMARQUE AU SUJET DU MÉMOIRE DE M. DIETERICI;

Par M. E. MATHIAS.

J'ai dit par inadvertance que, dans la formule (6) de M. Dieterici, $(m\rho)_0^t$ n'était pas rigoureusement égal à

$$m_t\rho_t - m_0\rho_0.$$

Il en est au contraire ainsi. En conséquence, il convient de supprimer de l'analyse que j'ai faite ce qui est compris entre la ligne 12 et la ligne 26 de la page 941 du tome précédent.

E. MATHIAS.

LA CONSTANTE a DES DIAMÈTRES RECTILIGNES ET LES LOIS DES ÉTATS CORRESPONDANTS

[2e mémoire (1)];

Par M. E. MATHIAS.

§ 1. Soit y l'ordonnée d'un diamètre rectiligne, α son coefficient angulaire, T la température absolue, Θ et Δ la température critique absolue et la densité critique, $m = \frac{T}{\Theta}$ la température *réduite*, on a (2) :

$$y = \Delta - \alpha(\Theta - T) = \Delta\,[1 + a(1 - m)], \tag{1}$$

en posant

$$a = -\alpha\frac{\Theta}{\Delta}. \tag{2}$$

Si les densités du liquide et de la vapeur saturée obéissent à la loi de correspondance, il en est nécessairement de même du diamètre, et la constance de a est obligatoire ; *si donc la loi des états correspondants s'applique à tous les corps de la nature pris en bloc, a devra être une constante absolue.*

J'ai montré dans mon premier mémoire sur cette question (3) que les valeurs de a, voisines de *un* pour des corps assez nombreux, variaient cependant dans des limites trop larges (0,68 à 1,09) pour qu'on pût croire à l'existence d'une valeur constante et attribuer leurs différences à des erreurs commises dans la détermination des constantes critiques. J'ai d'ailleurs insisté sur ce fait que les corps simples gazeux à molécule diatomique (oxygène, azote, chlore, brome) sont en général ceux qui présentent les plus petites valeurs de a. Il s'ensuit que toutes les mesures relatives aux gaz à température critique basse acquièrent un intérêt tout particulier, non seulement parce qu'elles nous donnent de nouvelles valeurs de a ou confirment les renseignements que nous possédions déjà sur cette quantité, mais surtout parce que la signification de la loi des états correspondants est liée intimement à la constance ou à la variation reconnue de a.

---

(1) Voir le premier mémoire : *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 407 ; 1899.

(2) *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 5 ; 1893.

(3) Voir aussi : *Mémoires de la Soc. Roy. des Sc. de Liège*, 3e série, t. II : 1899 ; — et E. MATHIAS, *le Point critique des corps purs*, p. 59 à 62.

J'utiliserai dans ce but les récentes mesures de densités faites par M. James Dewar sur l'oxygène, l'azote et l'hydrogène liquides à leurs points d'ébullition normaux et au-dessous ; l'illustre physicien en a déduit les équations suivantes pour les diamètres rectilignes de ces corps [1] :

O.......	$d = 0{,}7543 - 0{,}002023t$
Az......	$d = 0{,}5492 - 0{,}00175t$
H.......	$d = 0{,}04136 - 0{,}000247t$

Si l'on admet pour les Θ des trois corps précédents les valeurs respectives 155° — 127° — 32°, on en déduit avec M. James Dewar, pour les densités critiques Δ, les nombres 0,4407 — 0,3269 — 0,03346.

Portons maintenant dans la formule (2) les valeurs de α, Θ, Δ, nous en tirerons les valeurs correspondantes de a, comme le montre la dernière colonne du tableau suivant :

Corps	α	Θ	Δ	a
O	— 0,002023	155°	0,4407	0,713
Az....	— 0,00175	127°	0,3269	0,685
H	— 0,000247	32°	0,03346	0,236

Il est intéressant de comparer les constantes α, Δ, a tirées ainsi des expériences avec les nombres que j'avais obtenus antérieurement [2], pour l'oxygène et l'azote, au moyen des mesures de Wroblewski :

Corps	α	Δ	a
O......	— 0,002264	0,4387	0,8000
Az.....	— 0,001787	0,3331	0,6813

Pour l'azote, la valeur de a que je trouve au moyen des nombres de M. James Dewar, 0,685, est pratiquement identique au nombre de 0,6813 que j'avais extrait des mesures de Wroblewski ; cela tient à ce que le coefficient angulaire du diamètre rectiligne est sensiblement le même pour les deux expérimentateurs, ainsi que la densité critique.

Pour l'oxygène, au contraire, le coefficient angulaire du diamètre de M. James Dewar a une valeur absolue plus faible de 11 0/0 que celle du diamètre de Wroblewski ; comme les densités critiques sont, par contre, à peu près identiques, il s'ensuit, en vertu de (2), que le a tiré des expériences de M. J. Dewar est plus petit de 11 0/0 que la valeur 0,800 calculée antérieurement par moi.

---

(1) *Proc. Roy. Soc. of London*, t. LXXIII, p. 251 ; 9 avril 1904.
(2) *Mém. de la Soc. Roy. des Sc. de Liège*, 3e série, t. II ; 1899.

Le résultat le plus important du calcul précédent est la petitesse de la constante a de l'hydrogène ; il démontre, sans que le doute soit possible, que *les lois des états correspondants, tout au moins pour les densités du liquide et de la vapeur saturée, ne sont pas applicables aux corps pris en bloc.*

§ 2. Puisque les lois des états correspondants ne sont pas vraies pour les corps pris en bloc, on peut chercher à former des *groupes* à l'intérieur desquels elles se vérifieront, comme j'ai proposé depuis longtemps de le faire ; comment se répartiront les corps dans ces groupes ? Quels corps en feront partie ? En particulier, comment se fait-il que les corps appartenant aux séries homologues de la chimie organique ne se rangent pas dans un même groupe ? Quelle est la signification exacte des lois des états correspondants ?

Sans pouvoir ni vouloir donner la réponse à toutes ces questions à la fois, on peut jeter une vive lueur sur elles en utilisant la remarque suivante : *pour des séries quelquefois nombreuses de corps, la constante a est proportionnelle à la racine carrée de la température critique absolue.* Le tableau suivant donne la vérification de cette remarque pour tous les corps dont on peut considérer la valeur de a comme connue ; ceux-ci sont rangés d'après la valeur croissante du rapport $b = \frac{a}{\sqrt{\Theta}}$; M est le poids moléculaire à l'état de vapeur.

Corps	a	Θ	M	$b = \frac{a}{\sqrt{\Theta}}$
C^6H^5I	0,9572	721°	204	0,0356
C^6H^5Br	0,9639	670°	157	0,0372
Br^2	0,8964	575°,2	160	0,0374
Hexaméthylène	0,8820	553°	84	0,0375
Cl^2	0,7675	419°	71	0,0377
C^6H^5Cl	0,9557	633°	112,5	0,0380
C^6H^5F	0,9165	569°,55	96	0,0387
CCl^4	0,9181	556°,15	154	0,0389
C^6H^6	0,9359	561°,5	78	0,0395
Diisopropyle	0,8840	500°,4	86	0,0395
CS^2	0,9537	546°	76	0,0408
$SnCl^4$	0,9945	591°,7	259	0,0409
Isopentane	0,8923	460°,8	72	0,0415
Hydrogène	0,236	32°	2	0,0418
Pentane normal	0,9037	470°,2	72	0,8429
Hexane normal	**0,0966**	**507°,8**	**86**	**0,0429**
Heptane normal	**1,0135**	**539°,9**	**100**	**0,0435**

Corps	a	Θ	M	$b = \frac{a}{\sqrt{\Theta}}$
Diisobutyle..............	1,0360	549°,8	114	0,0442
Formiate de propyle.....	1,025	537°,65	88	0,0442
Éther....................	0,960	467°,4	74	0,0444
Octane normal...........	1,075	569°,4	114	0,0450
Isobutyrate de méthyle...	1,045	540°,55	102	0,0450
Formiate de méthyle.....	0,997	487°	60	0,0452
Formiate d'éthyle........	1,021	508°,3	74	0,0453
Butyrate de méthyle......	1,074	554°,25	102	0,0456
Propionate de méthyle...	1,055	530°,4	88	0,0458
Acétate d'éthyle..........	1,061	523°,1	88	0,0463
Acétate de propyle......	1,088	549°,2	102	0,0464
Acétate de méthyle.......	1,049	506°,7	74	0,0466
Propionate d'éthyle......	1,090	545°,9	102	0,0466
Protoxyde d'azote........	0,828	311°,8	44	0,0469
CO^2.....................	0,858	304°	44	0,0493
AzH^3....................	1,002	404°	17	0,04985
SO^2.....................	1,0534	429°	64	0,05086
O^2......................	0,713	155°	32	0,0575
Az^2.....................	0,685	128°	28	0,0606
Éthylène................	1,060	283	28	0,0630

Si l'on porte a en ordonnées et Θ en abscisses (*fig.* 1), la constante du rapport $b = \frac{a}{\sqrt{\Theta}}$ signifie que les points représentatifs des corps appar-

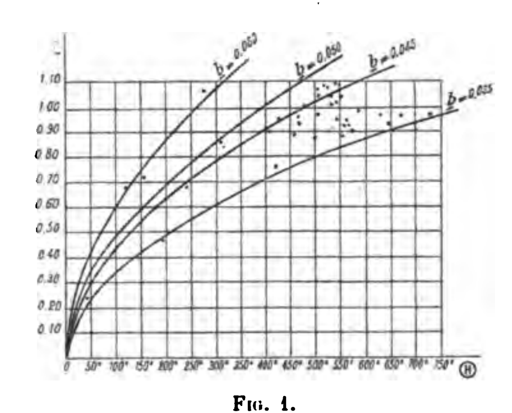


FIG. 1.

tenant à une même *série* se rangent sur une parabole ayant pour axe l'axe des abscisses et pour sommet l'origine des coordonnées. Toutes

les paraboles correspondant aux valeurs différentes de b ont donc même axe et même sommet. La construction précédente ne reposant que sur les données de 37 corps, nous nous bornerons pour l'instant à faire quelques remarques qui s'imposent.

On peut d'abord constater que la grande majorité des corps se placent sur les paraboles comprises entre $b = 0{,}037$ et $b = 0{,}047$; les corps exigeant des paraboles à grand paramètre, beaucoup moins nombreux, sont des substances à molécule légère contenant surtout des atomes d'azote ou d'oxygène. L'exemple de l'hydrogène, qui a la molécule la plus légère de toutes et qui se place sensiblement sur la même parabole que l'isopentane, le pentane normal et l'hexane normal, montre que l'influence du poids de la molécule n'est pas absolument prépondérante, bien qu'en général les molécules les plus lourdes correspondent aux valeurs de b les plus faibles, tandis que les molécules légères ont les valeurs de b les plus grandes. La structure de la molécule paraît avoir beaucoup d'influence; c'est probablement pour cette raison que l'hexaméthylène, corps à chaîne fermée, mais à molécule relativement légère, se place au milieu des corps lourds de la série aromatique et correspond à une des plus faibles valeurs connues de b.

Les paraboles extrêmes observées jusqu'à présent sont celles de l'éthylène ($b = 0{,}063$) et de l'iodure de benzène ($b = 0{,}0356$); ce dernier corps est à molécule extrêmement lourde, mais moins lourde toutefois que celle du tétrachlorure d'étain, ce qui justifie la remarque précédente sur l'influence de la constitution de la molécule opposée à l'influence du seul poids de celle-ci.

Les *groupes* qui obéissent aux lois des états correspondants exigent la condition $a =$ constante; on les obtient en coupant le faisceau en queue de comète des paraboles $a = b\sqrt{\Theta}$ par des parallèles à l'axe des absisses, ce qui donne la relation:

$$a^2 = b^2\Theta = \text{constante}.$$

Or b^2 varie de 0,001267 à 0,003969, c'est-à-dire dans la proportion de 1 à 3; il en est donc de même de Θ : *dans les groupes, la température critique absolue peut varier dans la proportion de 1 à 3.*

Aux valeurs élevées de a (voisines de *un*) correspondent des corps dont la température critique absolue peut atteindre 810°; dans le même groupe, on pourra donc trouver des corps dont les températures

critiques diffèrent de :

$$810^\circ - \frac{810^\circ}{3} = 810^\circ - 270^\circ = 540^\circ.$$

En d'autres termes : *dans les groupes qui correspondent aux valeurs de a voisines de un, les lois des états correspondants s'appliquent à des corps dont les températures critiques et par suite les propriétés physiques peuvent être extrêmement différentes.*

Lorsque l'on considère des groupes caractérisés par des valeurs de a de plus en plus petites, la relation relative à la variation de la température critique subsiste, mais en s'atténuant de plus en plus. En effet, soit $b_0 = 0,0356$ la plus petite valeur de b ; pour une valeur de a donnée, la valeur maxima de Θ est $\frac{a^2}{b_0^2}$ et la plus petite

$$\Theta = \frac{a}{3b_0^2} = \frac{a^2}{0,0038}.$$

L'amplitude de la variation est $\delta\Theta = \frac{2}{3}\frac{a^2}{b_0^2} = \frac{2a^2}{0,0038}$; *elle est proportionnelle au carré de a.* Le tableau suivant donne cette variation :

a	Θ varie de	$\delta\Theta$
0,80	168°,4 à 505°,2	336°,8
0,70	128°,9 à 386°,8	257°,9
0,60	94°,7 à 284°,2	189°,5
0,50	65°,8 à 197°,4	131°,6
0,40	42°,1 à 126°,3	84°,2
0,30	23°,7 à 71°,1	47°,4
0,20	10°,5 à 31°,5	21°,0
0,10	2°,6 à 7°,9	5°,3

L'examen de ce tableau montre immédiatement que : *les très faibles valeurs de a ne peuvent être données que par des corps à température critique très basse*, et que, *dans les groupes qui correspondent à ces très faibles valeurs de a, les lois des états correspondants ne s'appliquent qu'à des corps dont les températures critiques sont extrêmement voisines.*

L'examen de la *fig.* 1 montre que, pour des corps dont la température critique est voisine de celle de l'hydrogène, les différentes paraboles se confondent sensiblement, et, si l'on admet pour a une valeur moyenne, 0,045 par exemple, on peut affirmer à l'avance que l'on a sensiblement :

$$a = 0,045\sqrt{\Theta}.$$

On obtient ainsi une relation à laquelle devront obéir les liquides qui n'existent qu'au voisinage du zéro absolu.

Pour l'hélium en particulier, les expériences de M. James Dewar [1] ont montré que Θ était voisin de 7° ; on devra donc avoir :

$$a = 0{,}045\sqrt{7} = 0{,}118.$$

§ 3. L'importance et la haute généralité des résultats obtenus exigent que l'on réponde à des objections qui viennent aisément à l'esprit. La première et la plus grave est celle qui consiste à dire que les considérations qui précèdent sont étayées sur les données, certaines il est vrai, mais d'un trop petit nombre de corps (37) pour qu'on ait le droit de conclure à la généralité absolue des conclusions du présent travail. Si l'on veut simplement dire par là qu'il y aura le plus grand intérêt à vérifier que les données que fournira ultérieurement l'expérience viennent bien confirmer les résultats connus dès aujourd'hui, j'y souscris volontiers. Je ferai simplement remarquer que les lois de la physique sont les mêmes pour tous les corps dont la molécule reste la même à toutes les températures, c'est-à-dire pour les corps qui ne se décomposent pas ou ne se polymérisent pas; si donc 37 corps ayant les propriétés physiques et chimiques les plus diverses obéissent à une même loi, il est tout à fait vraisemblable que les autres corps, simples ou composés, y obéiront aussi. Or les poids moléculaires des 37 corps considérés varient de 2 à 239, soit dans le rapport de 1 à 130 ; leurs températures critiques sont étagées entre $\Theta = 32°$ (hydrogène) et $\Theta = 721°$ (iodure de benzène), c'est-à-dire dans un intervalle de près de 700° ; les corps en question comprennent des *éléments*, aussi différents physiquement et chimiquement que l'hydrogène, l'oxygène, l'azote, le chlore et le brome, et des *combinaisons* acides (CO^2, SO^2), basiques (AzH^3) ou neutres.

Les corps neutres comprennent des carbures gras : plusieurs paraffines (normales ou non), une oléfine (éthylène), une parafène (hexaméthylène), et des carbures aromatiques purs (benzine) ou avec des substitutions halogénées (C^6H^5F, C^6H^5Cl, C^6H^5Br, C^6H^5I). Les corps neutres comprennent encore un éther-oxyde (éther ordinaire) et des éthers-sels nombreux, plus des corps binaires tels que le protoxyde d'azote, le sulfure de carbone, le tétrachlorure d'étain et le tétrachlorure de carbone.

Cette extrême diversité de corps jouit de cette propriété essentielle que, si l'on considère le plan des (a, Θ), *tous les points représentatifs*

peuvent être compris entre deux courbes limites OA, OB *dessinant une queue de comète, c'est-à-dire partant de l'origine, où elles sont tangentes, pour aller en s'écartant de plus en plus.*

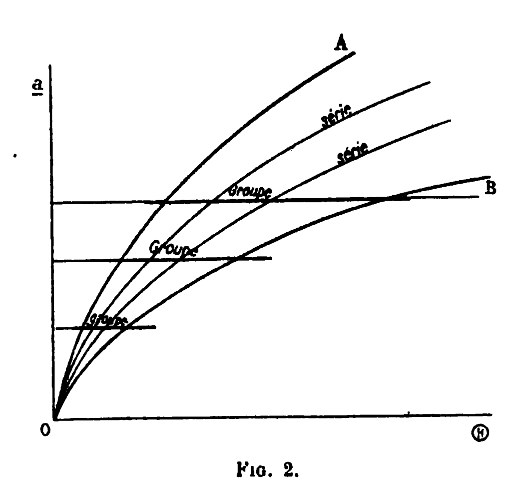


Fig. 2.

Les résultats relatifs : 1° à l'impossibilité d'une vérification en bloc des lois des états correspondants à cause de la diversité des valeurs de *a* comprises à l'heure actuelle entre 0,23 et 1,09 ; 2° à la composition très différente des groupes à l'intérieur desquels les lois des états correspondants peuvent se vérifier pour les deux sortes de densités selon que *a* est très grand (voisin de *un*) ou très petit (voisin de 0,2), — se retrouvent aisément dès que l'existence des deux *courbes limites* précédentes est admise. Le raisonnement que j'ai fait en adoptant pour elles la forme parabolique est évidemment aussi simple que commode, mais il est au fond indépendant de cette forme de courbe.

On ne peut nier toutefois qu'il soit très intéressant de constater que les carbures saturés, normaux ou non, étudiés par M. Sydney Young, ont sensiblement leurs points représentatifs sur la parabole de l'hydrogène, considéré comme leur tête de série. En regardant de près, on pourrait dire que la valeur de *b*, pour les carbures *normaux*, paraît augmenter lentement, mais assez régulièrement, avec le poids moléculaire, comme le montre le tableau suivant :

Corps	M	$b = \frac{a}{\sqrt{\theta}}$
Pentane normal....	72	0,0429
Hexane —	86	0,0429
Heptane —	100	0,0435
Octane —	114	0,0450

D'autre part, les carbures non normaux ont des valeurs de b plus petites que les carbures normaux isomères :

Corps	M	b	Corps	M	b
Pentane normal...	72	0,0429	Hexane normal....	86	0,0429
Isopentane........	72	0,0415	Diisopropyle.......	86	0,0395

Corps	M	b
Octane normal.....	114	0,0450
Diisobutyle........	114	0,0442

Cette dernière remarque, plus particulièrement, montre qu'il n'est pas possible de trouver une courbe continue renfermant dans une *série* unique tous les carbures saturés, car, si la courbe passe par les points représentatifs des carbures normaux, elle ne contient sûrement pas ceux des carbures non normaux.

Puisqu'on est obligé de se contenter d'approximations, autant conserver celle dont il est fait usage dans ce mémoire et remarquer que *les séries de corps dont les points représentatifs sont, soit sur une même parabole, soit compris entre deux paraboles de paramètres très voisins, ont généralement de grandes analogies chimiques.* Ex. : la série des carbures saturés normaux ou non, la série des éthers-sels qui correspondent aux carbures précédents, la série de la benzine et de ses substitutions monohalogénées, la série des anhydrides acides CO^2 et SO^2.

Les *séries* jouissent d'une propriété singulière, contraire à toutes les prévisions anciennes : *en toute rigueur, les corps d'une même série n'obéissent pas aux lois des états correspondants; ils y obéissent approximativement d'autant mieux que leurs températures critiques sont plus voisines, a aussi grand et b aussi petit que possible.*

Cela tient à ce que les parallèles à l'axe des abscisses qui définissent les *groupes* coupent toujours sous un angle fini les paraboles qui définissent les *séries;* or cet angle est minimum quand b est le plus petit et a le plus grand possible. En un mot, *ce sont les séries lourdes et à température critique très élevée qui se rapprochent le plus d'être des groupes.*

Au contraire, *les séries légères qui existent aux très basses tempé-*

ratures n'obéissent pas du tout aux lois des états correspondants, parce que les groupes et les séries se coupent alors sensiblement à angle droit.

Un autre genre de considérations montre bien l'influence de la température critique sur l'applicabilité des lois des états correspondants. Supposons un instant que, pour tous les corps de la nature, on connaisse les systèmes de valeurs (a, Θ) et que, dans le plan des (a, Θ), tous les points représentatifs se localisent entre deux courbes limites partant de l'origine tangentiellement à l'axe des ordonnées, puis s'écartant progressivement en queue de comète. Chaque unité de surface de la partie du plan intérieure aux courbes limites renferme un nombre n de points. L'idée la plus simple que l'on puisse avoir, c'est que la densité superficielle n des points représentatifs soit constante; s'il en est ainsi, le groupe constitué par les corps pour lesquels a est compris entre a et $a + da$ occupe un rectangle de base $\delta\Theta = \frac{2}{3}\frac{a^2}{b_0^2}$ et de hauteur da. Le nombre des corps du groupe est donc

$$n \cdot \frac{2}{3}\frac{a^2}{b_0^2}\,da = \frac{2n \cdot da}{3b_0^2}\,a^2 = ka^2, \qquad k = C^{te}.$$

Les groupes, très nombreux pour les grandes valeurs de a, le seront très peu pour les très basses valeurs de cette constante. *Pratiquement, les lois des états correspondants ne peuvent s'appliquer aux très basses températures qu'à des corps très peu nombreux; c'est le contraire qui se passe aux températures pour lesquelles la valeur de a est voisine de un.*

Or, l'hypothèse faite sur la densité superficielle n des points représentatifs est visiblement favorable aux basses températures et défavorable aux températures moyennes [1]. Les gaz voisins de l'état parfait, pour lesquels Θ est très petit, sont effectivement en nombre infime par rapport aux innombrables corps que la chimie découvre tous les jours et qui, à la température ordinaire, affectent l'état so-

---

[1] Toutes les températures critiques mesurées jusqu'ici sont inférieures à 500° C.; on ne peut donc parler des hautes températures. Ce que l'on peut dire, c'est que les expériences de Nadeschdine, G. Radice, Guye et Mallet paraissent démontrer qu'un très grand nombre de corps organiques ne peuvent atteindre leur point critique sans se décomposer. Il est donc probable que la densité superficielle n, presque nulle au voisinage du zéro absolu, passe par un maximum énorme pour a voisin de *un* et diminue ensuite très rapidement à mesure que la température critique s'approche de 500°.

lide ou liquide. On peut donc dire que : *au voisinage du zéro absolu, les lois des états correspondants ne s'appliquent plus, faute de corps dans les groupes.*

§ 4. L'existence, aujourd'hui certaine, de corps obéissant à la loi du diamètre rectiligne et pour lesquels a peut avoir des valeurs très différentes, m'oblige à préciser des résultats obtenus antérieurement[1]. Soit un corps admettant un diamètre rectiligne jusqu'à la température absolue X de fusion; appelons $(3+f)\Delta$ la valeur limite qu'atteint la densité δ du liquide pour $X = x\Theta$; la densité de vapeur est pratiquement nulle et l'ordonnée y du diamètre égale $\frac{\delta}{2}$. Portons cette valeur dans l'équation (1) ; m devient x, et l'on tire :

$$x = 1 - \frac{1+f}{2a}. \tag{3}$$

J'avais interprété cette relation autrefois en partant de deux faits expérimentaux : la *loi du tiers de la densité* et *a voisin de un* (on n'avait étudié que des corps à température critique élevée pour lesquels a variait de 0,91 à 1,05). Si on fait $f = 0$ et $a = 1$ dans l'équation (3), on en tire $x = \frac{1}{2}$, ce qui indique que *la température absolue de fusion est la moitié de la température critique absolue*, relation que l'on ne peut obtenir théoriquement, aujourd'hui encore, par aucun autre procédé et qui a une haute portée philosophique. Cette loi, qui est en défaut dans de nombreux cas, notamment ceux du chloroforme, de l'eau, du mercure, se vérifie au contraire dans ceux de l'hydrogène, de l'azote, de l'acide chlorhydrique, de l'acide sulfhydrique, de la benzine, de l'éther, c'est-à-dire pour des corps qui présentent les valeurs de a les plus dissemblables. On doit donc la considérer comme un fait qui se réalise pour un certain nombre de corps.

Si on met de côté la loi du diamètre rectiligne, qui est la plus générale de toutes et qui nous donne la relation (3), nous sommes en présence de deux lois possibles : la loi du tiers de la densité et la loi relative à la température de fusion. La variation de a dans de larges limites fait que ces deux dernières lois peuvent s'exclure ; il y a lieu de distinguer plusieurs cas.

---

(1) E. MATHIAS, *Ann. de la Fac. des Sc. de Toulouse*, t. VI ; 1892 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 5 ; 1893.

Premier cas. — Les expériences de M. James Dewar sur l'hydrogène et l'azote paraissent montrer qu'à très basse température la loi relative à la température de fusion se vérifie bien ; faisons dans (3) $x = \frac{1}{2}$ et a petit, il vient alors $f = -(1 - a)$. La densité limite étant $(3 - 1 + a)\,\Delta = (2 + a)\,\Delta$, on voit que la loi du tiers de la densité ne se vérifie plus. *Pour les corps qui, comme l'hydrogène, n'existent à l'état liquide qu'à très basse température, la densité limite est comprise entre le double et le triple de la densité critique, et elle s'approche d'autant plus de cette dernière que la température critique est plus élevée. Tout à fait au voisinage du zéro absolu, la loi du tiers de la densité doit être remplacée par celle de la moitié de la densité, à laquelle l'hélium doit obéir sensiblement.*

Les nombres de M. James Dewar [1] relatifs à l'hydrogène permettent la justification des vues précédentes ; la densité du liquide à — 258°,29, immédiatement avant que ce corps passe à l'état solide (— 259°,9), est 0,0754 ; or nous savons que $\Delta = 0{,}03346$:

$$\frac{0{,}0754}{0{,}03346} = 2{,}25 = 2 + a, \qquad \text{d'où} \qquad a = 0{,}25.$$

La quasi-identité de la valeur de a obtenue ainsi et de celle qui a été calculée au commencement de ce travail prouve l'exactitude de ce qui a été avancé.

Deuxième cas. — C'est celui des corps qui existent à l'état liquide aux températures qui ne sont ni trop basses ni trop élevées et auxquels la loi du tiers de la densité s'applique.

Faisons $f = 0$ dans (3), il vient :

$$x = 1 - \frac{1}{2a}.$$

Si a est sensiblement plus petit que l'unité, $x < 0{,}5$; le domaine de l'état liquide est plus étendu que le domaine normal, et la solidification se produit à une température absolue inférieure à $\frac{\Theta}{2}$; si a est plus grand que l'unité, $x > 0{,}5$, et le domaine de l'état liquide est inférieur au domaine normal, la solidification s'effectuant pour $x > 0{,}5$.

Troisième cas. — C'est celui des nombreux corps pour lesquels a

(1) *Proc. Roy. Soc. of London*, t. LXXIII, p. 251 ; 9 avril 1904.

est très voisin de *un*; on retrouve alors la relation connue $x = \frac{1-f}{2}$, qui a été discutée autrefois et d'après laquelle la loi du tiers de la densité et celle du point de fusion ne s'appliquent rigoureusement ni l'une ni l'autre, à moins qu'elles ne s'appliquent en même temps.

Remarque. — Toute cette discussion repose sur l'hypothèse que la loi du diamètre rectiligne est vraie jusqu'au voisinage immédiat de la solidification. Quoique les travaux de M. S. Young aient montré qu'il n'en est pas rigoureusement ainsi en général, l'hypothèse faite est assez approchée pour montrer les différents cas que l'on peut rencontrer dans la pratique et qui se présentent effectivement.

§ 3. Quand on connaît le diamètre rectiligne et la température critique absolue Θ, Δ s'ensuit et on calcule a par la formule (2). Si l'on découvrait une méthode expérimentale donnant a directement, la connaissance de cette quantité et du diamètre rectiligne suffirait pour déterminer Θ et Δ. Supposons qu'il en soit ainsi et soit AB (*fig.* 3) le

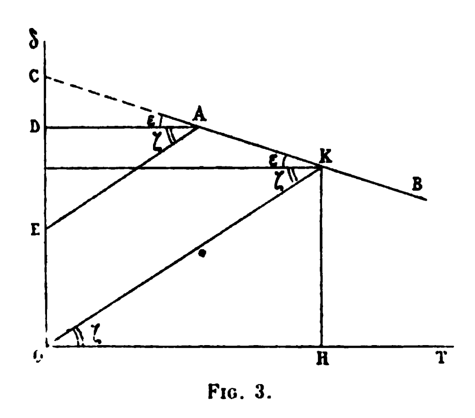


Fig. 3.

diamètre rectiligne d'un corps connu par des expériences directes et rapporté à deux axes rectangulaires tels que les densités soient portées en ordonnées et les températures absolues T en abscisses. Prolongeons AB jusqu'au point C où il rencontre l'axe des ordonnées et, par un point quelconque A du diamètre, menons la parallèle AD à l'axe des abscisses. A partir de D et au-dessous de CD, prenons $DE = \frac{CD}{a}$, puis joignons EA; par O menons une parallèle à EA; le point K où elle rencontre le diamètre rectiligne est le sommet de la *courbe des*

densités. En effet, la figure 3 donne, en remarquant que $-\alpha = \text{tang}\,\varepsilon$:

$$\frac{\text{tang}\,\varepsilon}{\text{tang}\,\zeta} = \frac{\text{CD}}{\text{DE}} = a, \qquad a = -\frac{\alpha}{\text{tang}\,\zeta}.$$

Or, en vertu de (2), tang $\zeta = \frac{\Delta}{\Theta}$, ce qui montre bien que la droite OK passe par le point critique ($\text{OH} = \Theta$, $\text{HK} = \Delta$).

Cette construction, plus générale que celle que j'ai donnée autrefois, a toujours l'inconvénient de déterminer le sommet de la courbe des densités par l'intersection du diamètre rectiligne avec une droite OK qui fait avec lui un angle très petit, ce qui donne beaucoup d'indétermination à la température critique, mais influe peu sur la densité critique [1]. On peut toutefois remarquer que l'indétermination de Θ est d'autant moindre que le diamètre rectiligne est plus incliné et que la valeur de a est plus faible, car ces deux circonstances augmentent l'angle AKO et par suite la précision de la construction.

Considérons tous les corps qui admettent comme diamètre rectiligne une même droite AB du plan δOT; la relation tang $\zeta = -\frac{\alpha}{a}$

---

[1] Ce raisonnement montre qu'à la formule de Thorpe et Rücker :

$$\Theta = \frac{\delta_1 T_2 - \delta_2 T_1}{\left(1 + \frac{1}{a}\right)(\delta_1 - \delta_2)}$$

généralisée par l'introduction de la constante a (Voir E. Mathias, *le Point critique des corps purs*, p. 147 et 148), correspond une formule donnant Δ au moyen de deux densités de liquide, δ_1 et δ_2, prises à des températures absolues T_1 et T_2 où la densité de vapeur saturée est négligeable. La figure précédente donne en effet $\Delta = \Theta$ tang ζ ; on en tire :

$$\Delta = \Theta\frac{\text{tang}\,\varepsilon}{a} = \frac{\delta_1 T_2 - \delta_2 T_1}{a\left(1 + \frac{1}{a}\right)(\delta_1 - \delta_2)} \times \frac{1}{2}\frac{\delta_1 - \delta_2}{T_2 - T_1} = \frac{1}{2(1+a)}\,\frac{\delta_1 T_2 - \delta_2 T_1}{T_2 - T_1}.$$

On voit par là, une fois de plus, que le diamètre rectiligne à lui seul ne détermine pas les propriétés d'un corps et qu'il faut y joindre la connaissance de a. Si l'on suppose $a = 1$, la formule

$$\Delta = \frac{1}{4}\,\frac{\delta_1 T_2 - \delta_2 T_1}{T_2 - T_1},$$

correspond à la formule primitive de Thorpe et Rücker; mais, malgré sa complication plus grande, elle ne donne pas une approximation supérieure à celle de la loi du tiers de la densité. Si la densité de liquide δ_2 correspond à $T_2 = \frac{\Theta}{2}$, on a en effet, en vertu de propriétés géométriques évidentes :

$$\frac{1}{4}\,\frac{\delta_1 T_2 - \delta_2 T_1}{T_2 - T_1} = \frac{\delta_2}{3} = \Delta.$$

montre que, lorsque a décroît depuis les valeurs voisines de *un* jusqu'au voisinage de zéro, le point K rétrograde constamment vers le point C, la température critique diminuant constamment à mesure que la densité critique augmente. *Les températures critiques très basses ne peuvent être données que par des valeurs de a très faibles, tandis que les températures critiques élevées exigent a voisin de un*, ce qui est bien d'accord avec tout ce qui précède.

Conclusion. — On voit, sans qu'il soit besoin d'insister davantage, toute l'importance du rôle que joue la constante a dans la constitution des *groupes* et des *séries*. Le fait que, pour les deux sortes de densités, les lois des états correspondants ne se vérifient pas avec les corps pris en bloc, ne signifie nullement que l'on doive attribuer moins d'importance à l'idée géniale de correspondance due à Van der Waals; le présent travail montre seulement, et avec beaucoup de netteté je l'espère, toute la complexité des *groupes*, dans chacun desquels peut figurer un corps de toutes les *séries*. A défaut d'autre intérêt, les lois de correspondance auraient du moins celui de fournir d'admirables éléments de discussion pour la comparaison d'expériences faites par des expérimentateurs différents, ainsi que j'ai eu l'occasion de le montrer récemment [1].

Si l'on considère les lois des états correspondants comme une conséquence des équations d'état de Van der Waals ou de Clausius, le fait qu'elles ne s'appliquent pas aux corps de la nature pris en bloc, dans le cas des deux sortes de densités, entraîne la même conséquence pour la pression de vapeur saturée et pour toutes les grandeurs dérivées de la pression et des volumes spécifiques. C'est pour cela qu'on a pu parler indifféremment de *la loi* des états correspondants relative aux deux sortes de densités, ou *des lois* de correspondance relatives à toutes les quantités physiques dépendant de p, de v et de t.

Si on considère les lois de correspondance comme un fait purement expérimental, il est évident que ce qui précède ne s'applique en toute rigueur qu'aux deux sortes de densités. Mais alors il me sera permis de faire remarquer la fécondité de la considération de la *courbe des densités*, et le contraste qu'il y a entre la simplicité théorique de son étude et la façon profonde dont elle pénètre dans les propriétés de la matière.

[1] E. Mathias, *Remarques à propos du mémoire de W. Ramsay et Shields*, Congrès d'Angers de l'A. F. A. S., 1903.

SUR LA DIMINUTION DE LA PÉRIODE DES OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES QUI ACCOMPAGNE LA DIMINUTION DU RAYONNEMENT;

Par M. W. LÉBÉDINSKY.

On peut étudier ce phénomène avec le montage très simple et bien connu de deux bouteilles de Lodge (*Fig.* 1) ; chacune des deux bouteilles de Leyde est munie d'un circuit en forme de quadrilatère réunissant ses armatures métalliques ; la bouteille servant d'oscillateur est alimentée par une bobine de Ruhmkorff et comprend dans son circuit l'étincelle *m* ; le circuit de la bouteille résonateur R peut être changé en longueur par le déplacement du conducteur vertical *s* ; l'unique perfectionnement que j'ai introduit dans ce système est l'introduction du micromètre à étincelle E qui mesure la différence de potentiel dans le circuit R par la longueur (jusqu'à $0^{mm},01$) de l'étincelle maxima.

1. En mettant un écran métallique I au delà de l'oscillateur, on diminue considérablement le rayonnement et en même temps la période des oscillations. Les données suivantes démontrent ce fait ; la première colonne contient les distances de l'écran à l'oscillateur, la deuxième les longueurs *rs*, la troisième l'étincelle maxima dans le micromètre E :

2 centimètres	32 centimètres	$0^{mm},7$
5	38	0 ,92
8	40	1 ,23
13	43	1 ,40
18	44	1 ,50
∞	45	1 ,60

Le résonateur était éloigné du vibrateur de 50 cm ($d = 50$ cm).

On comprend bien la diminution de l'énergie rayonnée : les ondes réfléchies par l'écran sont retardées presque d'une demi-période (la longueur d'onde était de 30 mètres environ) ; dans tout l'espace hors de V, du côté de R, s'établit une interférence homogène. On comprend aussi aisément l'effet de l'écran sur la période : l'augmentation de la capacité du circuit *mnp* (très petite par rapport à celle de la bouteille) est masquée par la quasi-diminution de sa self-induction ; un effet analogue se produit dans un transformateur quand on ferme son circuit secondaire.

On peut aussi exprimer le fait en disant qu'en diminuant le rayonnement et, par conséquent, le champ magnétique du vibrateur, on diminue sa période de vibrations sans changer ni le milieu ni le contour.

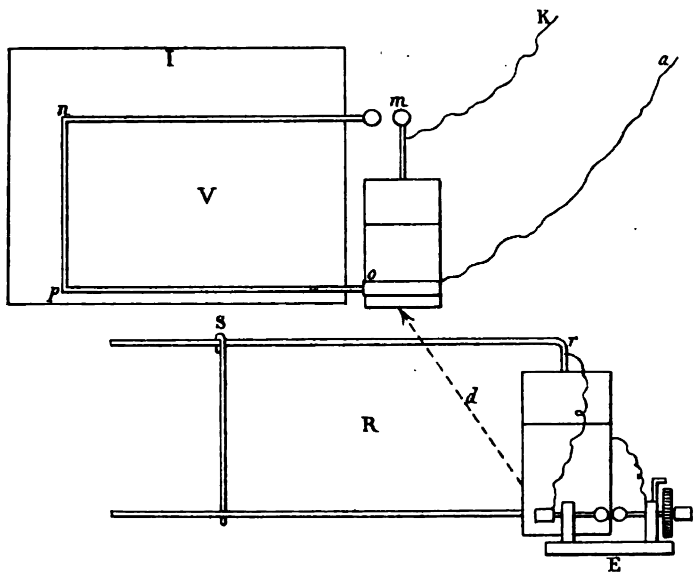


Fig. 1.

Il est évident qu'en mettant le même écran près du résonateur, on doit allonger *rs* pour le faire résonner avec le même oscillateur[1]; dans ce cas, le résonateur est placé dans les mêmes conditions d'interférence qu'auparavant, puisqu'il se trouve presque au nœud des ondes stationnaires. Mais l'expérience démontre que cette position de l'écran donne toujours l'étincelle maxima E plus longue que la position au delà du vibrateur.

Le fait se vérifie bien comme l'indique le tableau suivant : la distance de l'écran à l'oscillateur était de 5 cm ($d = 50$ cm).

$rs =$	$34^{cm},5$	$35^{cm},0$	$35^{cm},5$	$36^{cm},0$	$36^{cm},5$
$E =$	$0^{mm},08$	$0^{mm},10$	$0^{mm},11$	$0^{mm},12$	$0^{mm},9.$

L'écran était à une distance de 5 centimètres du résonateur

(1) Remarquons que la distance *d* était de beaucoup plus de 16 centimètres pour que l'induction mutuelle des deux circuits n'ait pas d'effet sur leurs périodes (Voir le tableau ci-dessus).

($d = 50$ centimètres) :

$rs =$	48^{cm},0	49^{cm},0	50^{cm},0	50^{cm},5	51^{cm},0	51^{cm},5	52^{cm},0	53^{cm},25
$E =$	0^{mm},10	0^{mm},11	0^{mm},15	0^{mm},17	0^{mm},17	0^{mm},16	0^{mm},15	0^{mm},14.

Le rapport des deux longueurs maxima de l'étincelle est 17 : 12.
Ajoutons encore les mesures sans écran ($d = 50$ centimètres) :

$rs =$	44^{cm},0	44^{cm},5	45^{cm},0	45^{cm},5	46^{cm},0
$E =$	0^{mm},47	0^{mm},47	0^{mm},53	0^{mm},53	0^{mm},50.

L'inspection de ces données montre que la résonance est plus accentuée en présence de l'écran ; d'après les expériences de M. Bjerknes [1], on peut attribuer cet effet à la diminution du décrément ; si nous considérons que cette diminution a pour cause l'affaiblissement du rayonnement propre de circuit oscillatoire, nous comprendrons la différence de longueur des étincelles : l'affaiblissement du rayonnement de l'oscillateur augmente l'effet de l'interférence sur la longueur de l'étincelle E, tandis que la diminution du rayonnement propre du résonateur a l'effet contraire ; la différence est encore augmentée par ce fait que, dans le cas de la première position de l'écran, il n'existe plus d'affaiblissement du rayonnement de l'oscillateur ni diminution de son décrément ; cette dernière circonstance rend la résonance un peu moins marquée (Voir les données plus haut).

Les changements introduits dans le champ oscillatoire par la présence du résonateur ont été étudiés depuis longtemps déjà de beaucoup de côtés [2] ; je n'ai ici pour but d'indiquer que des expériences simples effectuées avec les bouteilles de Lodge et un ou deux écrans ; ces expériences peuvent être très variées et instructives.

2. On sait que les rayons du radium facilitent l'étincelle oscillatoire [3]. En étudiant les oscillations électriques dans la bobine de Ruhmkorff [4], j'ai observé que les rayons du radium augmentent le décrément des oscillations d'une manière très considérable. Ceci fait prévoir que les rayons d'un sel de radium dirigés vers l'étincelle m diminueront le rayonnement de l'oscillateur. L'expérience a

(1) *Annalen der Physik*, 13, 49 ; 1891.
(2) Voir, par exemple, A. Turpain, *Recherches expérimentales sur les oscillations électriques*, 1899.
(3) *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 251 ; 1903.
(4) *Journal de la Société physico-chimique russe*, 1903, p. 531.

confirmé cette prévision : sans radium ($d = 50$ centimètres) :

$rs = 43^{cm},5$	$44^{cm},0$	$45^{cm},0$	$46^{cm},0$	$46^{cm},5$
$E = 0^{mm},24$	$0^{mm},30$	$0^{mm},31$	$0^{mm},25$	$0^{mm},21$.

Avec radium ($d = 50$ centimètres) :

$rs = 41^{cm},0$	$42^{cm},0$	$42^{cm},5$	$43^{cm},0$	$45^{cm},5$	$45^{cm},0$
$E = 0^{mm},06$	$0^{mm},10$	$0^{mm},08$	$0^{mm},07$	$0^{mm},04$	$0^{mm},04$.

Mais les données numériques mettent encore en évidence un effet tout à fait différent, c'est que les rayons du radium diminuent la période de l'oscillateur. Ce résultat paraît être intéressant; on sait que la formule fondamentale de lord Kelvin qui donne la période des oscillations ne contient pas de terme relatif à l'étincelle intercalée dans le circuit oscillatoire; les expériences de laboratoire ni la pratique de télégraphie sans fil n'indiquent de relation entre la longueur de l'étincelle et la période, tout en démontrant l'influence de cette longueur sur l'énergie rayonnée et le décrément logarithmique [Bjerknes, *l. c.*; Trowbridge[1]]. Mais, si le changement produit dans l'étincelle par les rayons de radium est suivi par l'altération de la longueur de période, celle-ci ne peut être considérée comme tout à fait indépendante de l'étincelle.

Je n'ai pas encore étudié les particularités de ce phénomène ; mais les expériences (voir plus haut) montrent déjà que la courbe des résonances devient plus aiguë[2] sous l'action du radium sur l'étincelle *m*, ce qui est contraire à mes prévisions relatives à l'augmentation du décrément; peut-être ce fait provient-il de ce que les rayons du radium, tout en augmentant l'énergie des étincelles *m* (puisqu'ils accélèrent l'extinction des oscillations), produisent en même temps l'effet contraire en diminuant la « résistance » de l'étincelle; le premier effet était masqué dans mes premières expériences par la grande résistance du circuit oscillatoire (la bobine secondaire de Ruhmkorff); il l'est moins avec le circuit oscillateur de l'appareil de Lodge, qui consiste en un fil de cuivre de $3^{mm},3$ de diamètre et

(1) *Philosophical Magazine*, 1891, 32 : *On damping of electric oscillations in iron wires.*

(2) Il est à remarquer que cet effet ne peut être attribué à une plus faible induction du résonateur sur le vibrateur (Voir la remarque du paragraphe 1); les expériences directes sur le vibrateur à plus faible induction ($d = 75$ centimètres, étincelle maxima dans l'écran, $0^{mm},1$, sans radium) ont donné une courbe de résonance moins aiguë.

de 110 centimètres de longueur. Mon habile collaborateur, M. Zoubareff, étudie maintenant les divers modes d'action sur l'étincelle intercalée dans des circuits oscillateurs de résistances très diverses.

Les rayons de radium, en diminuant la période des oscillations, diminuent l'énergie du rayonnement. Peut-être peut-on penser que l'élévation de la température et la phosphorescence de certains corps sous l'action des mêmes rayons sont dues à un effet semblable sur les oscillateurs moléculaires.

Novembre 1904.

L'ÉPAISSEUR DE LA COUCHE CAPILLAIRE

(2e mémoire);

Par M. GERRIT BAKKER (1).

Plusieurs physiciens, en premier lieu de Heen, puis Ramsay, Gouy, Cailletet et Colardeau, Galitzine et Wilip, Dwelshauvers-Dery, Kuenen, Hagenbach, Teichner (2), ont observé, au voisinage de la température à laquelle le ménisque disparaît dans un tube de Natterer, des phénomènes qui paraissent en contradiction avec la théorie d'Andrews, où l'on suppose que les molécules restent les mêmes dans la vaporisation. Toutes les observations prouvent d'une manière satisfaisante qu'on a, au voisinage de cette température, dans un tube de Natterer supposé vertical, une infinité de densités qui, en dehors de toute influence de la pesanteur, vont en diminuant constamment depuis le bas jusqu'en haut du tube.

Aux températures basses, on a sensiblement deux phases dans le tube, la phase liquide et la phase vapeur; mais, si on y regarde de près, on trouve entre ces deux phases la couche capillaire, qui n'est autre chose qu'une couche de transition *formée d'une infinité de phases* en équilibre sur leurs soutiens réciproques, de sorte que, *qualitativement*, on a aux températures basses le même phénomène d'une infinité de densités qu'à la température de Cagniard-Latour (3),

(1) Voir le 1er mémoire (*J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 927; 1904).

(2) Voir E. MATHIAS, *le Point critique des corps purs*, p. 240; C. Naud, Paris, 1903.

(3) Avec Mathias j'appelle ainsi la température à laquelle le ménisque disparait: la température critique, qui est plus élevée, est celle à laquelle on a une densité unique dans le tube.

la différence consistant en ce que l'espace occupé par la couche de transition est petit par rapport à celui des phases homogènes. On pourrait donc résumer le phénomène aux basses températures en disant que la couche capillaire devient plus épaisse quand la température s'élève, que cette épaisseur devient trop grande à la température de Cagniard-Latour pour permettre de voir un ménisque, la variation de la densité étant trop lente pour qu'on puisse parler d'une discontinuité, et qu'entre cette température et la température critique la couche de transition continue à s'épaissir jusqu'à ce qu'on ait partout une densité unique. Cette manière de voir serait en accord avec une remarque de Teichner, où il dit qu'on comprendrait très difficilement, au point de vue cinétique, deux phases homogènes de densités très voisines séparées par une couche de transition mince. Sa méthode élégante des flotteurs fait voir, pour ainsi dire, l'épaississement de la couche de transition[1]; les flotteurs qui, au-dessous de la température de Cagniard-Latour, se trouvent à la même hauteur (celle du ménisque), se disjoignent dès que cette température est franchie ; leur écartement vertical mesure, pour ainsi dire, l'épaisseur de la couche de transition. Les densités moyennes des phases au-dessus et au-dessous du niveau où le ménisque disparaît doivent donc être fonctions du remplissage du tube (de Heen).

Nous avons vu que les deux phases homogènes, liquide et vapeur, sont séparées par une couche de transition qui devient de plus en plus épaisse quand on élève la température. Si le tube a une longueur moindre que l'épaisseur de la couche de transition pour une température déterminée, on n'a plus de phases homogènes aux extrémités du tube. Voyons si ce phénomène est nécessairement en contradiction avec les théories classiques d'Andrews, de James Thomson et de Van der Waals.

Si on se fonde sur la théorie des fluides de Laplace et de Gauss dans laquelle les forces de cohésion admettent un potentiel et se calculent comme des forces s'exerçant entre des éléments de volume, on doit admettre qu'à toute température on a une infinité de phases le long d'un tube de Natterer : *théoriquement la couche de transition est infinie à toute température.* En effet, supposons un instant une couche de densité variable entre deux phases homogènes ; cette couche produira un champ de force qui agira sur les phases homo-

(1) *Annalen der Physik*, 4e série, t. XIII ; 1904.

gènes et détruira immédiatement leur homogénéité. Prenons un axe des abscisses normal à la surface du ménisque et un axe des ordonnées perpendiculaire au premier, les courbes qui représentent dans ce système d'axes la densité et le potentiel des forces d'attraction doivent nécessairement être asymptotes à deux droites relatives aux phases qu'on peut considérer comme homogènes (Voir *fig.* 1). AC et AB sont respectivement les valeurs négatives du potentiel V pour les phases liquide et vapeur.

C'est ce que j'ai remarqué déjà dans ce *Journal* (1); mes considérations étant indépendantes de la grandeur de la différence des potentiels pour les phases homogènes et supposant un fluide dont les surfaces isopotentielles et les surfaces d'égale densité soient des plans parallèles, elles sont applicables à la couche de transition au voisinage de la température de Cagniard-Latour. Dans le tube de Natterer, les surfaces de niveau sont en effet des plans perpendiculaires à l'axe du tube.

Alors qu'on a théoriquement le droit de concevoir l'épaisseur de la couche de transition comme infinie à toute température inférieure à la température critique, on peut toujours indiquer une limite au-dessous de laquelle on ne doit pas prendre cette épaisseur sans commettre d'erreur dans le calcul de la constante capillaire de Laplace, *laquelle doit exister entre la température de Cagniard-Latour et la température critique*, car, pour un fluide dont les surfaces de niveau sont des plans parallèles, j'ai démontré que *la cohésion dans la direction des lignes de force a une valeur différente de celle qu'elle a parallèlement aux surfaces de niveau* (2). On trouve pour la différence des cohésions, égale à celle des pressions hydrostatiques, soit en se servant de la fonction potentielle $-f\frac{e^{-qr}}{r}$, soit d'une manière générale, comme je l'ai démontré :

$$p_1 - p_2 = \frac{1}{4\pi f}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2,$$

formule dans laquelle p_1 est la pression hydrostatique dans la direction des lignes de force (3).

Dans un tube de Natterer, au-dessus de la température de Cagniard-

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 360; 1903.
(2) *J. de Phys.*, 3e série t. IX, p. 394; 1900.
(3) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 403; 1900.

Latour, on a donc encore une vraie tension capillaire qui ne peut être négligée, vu la différence entre les densités moyennes du haut et du bas du tube (P. de Heen). Quoique la différence $p_1 - p_2$ soit plus faible par unité de surface que pour les températures basses, la variation de la densité ainsi que celle du potentiel étant plus lentes, l'intégrale

$$\int_1^2 (p_1 - p_2)\, dh,$$

étendue à toute l'épaisseur de la courbe de transition, peut avoir des valeurs du même ordre de grandeur qu'immédiatement au-dessous de la température de Cagniard-Latour. Cette intégrale n'étant autre chose que la constante capillaire de Laplace, on peut s'attendre à ce que *la constante capillaire diminue assez lentement au-dessus de la température de Cagniard-Latour*, car, des deux facteurs qui la composent, l'un décroît, tandis que l'autre augmente. Cela s'accorde avec une remarque de Van der Waals (¹) danslaquelle il dit que la courbe qui représente la constante capillaire en fonction de la température doit être tangente à l'axe des températures à la température critique.

Il n'est peut-être pas superflu de remarquer qu'on ne peut pas calculer la tension capillaire de la couche de transition au-dessus de la température de Cagniard-Latour par la formule connue de l'ascension du liquide dans un tube capillaire, car, à partir du moment où le ménisque devient plan et disparaît, les considérations ordinaires de Laplace relatives à l'ascension du liquide dans un tube capillaire ne sont plus applicables : *on a encore une tension capillaire, mais on ne peut plus parler d'une ascension du liquide.*

L'épaisseur de la couche capillaire étant théoriquement infinie à toute température, l'expression de la constante capillaire est :

$$(1) \qquad \mathrm{H} = \frac{1}{4\pi f}\int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{d\mathrm{V}}{dh}\right)^2 dh.$$

En réalité, on prend l'intégrale entre deux limites telles qu'on puisse négliger l'erreur commise, ou, ce qui revient au même, on

---

(¹) *Théorie thermodynamique de la capillarité* (*Arch. Néerl.*, t. XXVIII, p. 174).

remplace la *fig.* 1 par la *fig.* 1 *bis*, de sorte qu'on a :

$$H = \frac{1}{4\pi f}\int_1^2 \left(\frac{dV}{dh}\right)^2 dh, \tag{1 bis}$$

les indices 1 et 2 se rapportant aux points P et S de la figure ci-contre.

La longueur PS′ représente donc une limite de l'épaisseur de la couche de transition. Quant aux courbes des *fig.* 1 et 1 *bis*, leur forme générale se déduit de l'isotherme théorique de Van der Waals. En effet, pour une masse de fluide où les surfaces isopotentielles des forces d'attraction et les surfaces d'égale densité sont des plans parallèles, l'équation différentielle à laquelle obéit le potentiel quand on admet la fonction potentielle

$$-f\frac{e^{-qr}}{r}$$

est, avec les axes précédents, ρ désignant la densité :

$$\frac{d^2V}{dh^2} = q^2V + 4\pi f\rho \tag{2}$$

et, avec des axes ox, oy, oz quelconques,

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = q^2V + 4\pi f\rho \text{ (1)}.$$

D'autre part, θ étant la *pression thermique*, on a $d\theta = -\rho dV$.

Or, p étant la pression hydrostatique d'une phase homogène dont la densité a la même valeur que celle du point considéré, on a : $p = \theta - a\rho^2$, d'où

$$dp + 2a\rho d\rho = -\rho dV, \qquad \text{ou} \qquad vdp + 2ad\rho = -dV, \tag{3}$$

car $\rho v = 1$. Désignons par μ le potentiel thermodynamique, on a :

$$vdp = d\mu, \qquad \text{d'où} \qquad \int_0^h vdp = \mu - \mu_1.$$

L'équation (3) devient donc :

$$d\mu + 2ad\rho = -dV,$$

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 396; 1900.

d'où, en intégrant :

$$(4) \qquad V + 2a\rho = \mu_1 - \mu.$$

Si on remplace, dans l'équation (2), q par $\frac{1}{\lambda}$ et si on remarque que $a = 2\pi f\lambda^2$, les équations (2) et (4) donnent :

$$(5) \qquad \lambda^2 \frac{d^2V}{dh^2} = \mu_1 - \mu.$$

Or la forme générale des isothermes théoriques de Van der Waals apprend que $\mu = \mu_1$ aux trois points H, F et K, tels que H et K sont les intersections de l'isotherme réelle avec l'isotherme théorique, tandis que F est le point pour lequel on a :

Surface NMGH = surface LFGM.

La différence $\mu - \mu_1$ s'annulant trois fois, il doit en être de même de $\frac{d^2V}{dh^2}$, d'après (5), c'est-à-dire que la courbe qui représente V en fonction de h, asymptotique aux droites BB′, CC′, qui définissent les potentiels des phases homogènes du liquide et de la vapeur, *a un seul point d'inflexion* Q (*fig.* 1 *bis*).

$\frac{dV}{dh}$ est considéré comme nul aux points P et S, tandis qu'il passe par un maximum au point d'inflexion Q. La *fig.* 4 représente la variation de $\frac{dV}{dh}$ en fonction de h ; Q′ correspond à $h = 0$ et $\frac{dV}{dh}$ s'annule pour $h = +\infty$ et $h = -\infty$, la courbe étant deux fois asymptotique à l'axe des h. Les points d'inflexion G et P de la *fig.* 4 s'interprètent simplement. On a, en effet, d'après (5) :

$$-\lambda^2 \frac{d^3V}{dh^3} = \frac{d\mu}{dp} \cdot \frac{dp}{dv} \cdot \frac{dv}{dh} = v\,\frac{dp}{dv}\frac{dv}{dh},$$

p et v étant la pression et le volume spécifique d'une phase homogène de densité égale à celle du point considéré. Si la densité diminue d'une manière continue dans la couche de transition en allant du liquide vers la vapeur et si $\frac{dV}{dh}$ ne change pas de signe, $\frac{dp}{dv}$ étant nul aux points G et P de la *fig.* 3, on doit avoir aux deux points G et P qui leur correspondent sur la *fig.* 4 une in-

flexion, car

$$\frac{d^3V}{dh^3} = o = \frac{d^2}{dh^2}\left(\frac{dV}{dh}\right).$$

Menons les tangentes à la courbe en ces points et soient L et M leurs intersections avec l'axe des h. Pour les basses températures, le passage de l'état liquide à l'état de vapeur est si rapide dans la couche capillaire qu'il donne l'illusion d'une discontinuité, c'est-à-dire que dans la *fig.* 1 la courbe reste partout extrêmement voisine des droites BB',CC' à laquelle elle est asymptotique. De même, pour les basses températures, les points G et P de la *fig.* 4 sont peu éloignés de L et de M, de sorte que LM peut être considéré comme une limite de l'épaisseur de la couche capillaire. Or j'ai trouvé antérieurement ([1]) pour LM l'expression :

$$(6) \qquad h = \frac{6}{5\pi f} \cdot \frac{a^2(\rho_1 - \rho_2)^2}{H};$$

([1]) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 364, équation (21); 1903. — J'ai remplacé $a(\rho_1 - \rho_2)$ par la chaleur de vaporisation interne r, mais ce n'est pas nécessaire: du reste, quand les forces qui s'exercent entre les éléments de volume (théorie de Laplace) dépendent de la température, ce remplacement n'est plus permis (Voir *Zeitschr. für phys. Chem.*, t. XII, p. 672 ; 1893).

Remarque. — Dans le calcul de LM, j'ai considéré la courbe LVQWM (*loc. cit.*, *fig.* 3 de la page 363) comme formée de deux arcs de parabole ; mais il est possible de démontrer d'une manière générale que l'*ordre de grandeur* de LM est bien donné par l'expression (6). En effet, le centre de gravité de l'aire LVQWML est compris entre celui du triangle curviligne LQM et celui du rectangle de base LM et de hauteur QS, et sa distance à l'axe des h est donnée par $\delta \times$ QS, δ étant un nombre compris entre $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{3}$. On trouve ainsi:

$$(\alpha) \qquad \frac{\pi f H}{a(\rho_1 - \rho_2)} = \delta \,.\, 2\sqrt{2\pi f}\sqrt{p_1 - p}.$$

On voit ensuite facilement que l'on a:

$$\text{LM.QS} > \text{surface LVQWML} > \frac{1}{2}\,\text{LM.QS}.$$

θ représentant un nombre compris entre 1 et $\frac{1}{2}$, on aura donc :

$$(\beta) \qquad 2a(\rho_1 - \rho_2) = \theta h \,.\, 2\sqrt{2\pi f}\sqrt{p_1 - p}.$$

En éliminant $\sqrt{p_1 - p}$ entre (α) et (β), il vient :

$$h = \frac{2\delta}{\theta\pi f}\,\frac{a^2(\rho_1 - \rho_2)^2}{H}.$$

En désignant par η un nombre compris entre 2 et $\frac{2}{3}$, on peut donc écrire:

$$h = \frac{\eta}{\pi f} \cdot \frac{a^2(\rho_1 - \rho_2)^2}{H}$$

et celle-ci peut être considérée comme une valeur *pratique* de l'épaisseur de la couche de transition, au-dessous de laquelle on ne pourrait pas descendre sans commettre une erreur sensible dans le calcul de la constante capillaire.

Si l'interprétation précédente est exacte et si les phénomènes critiques peuvent être interprétés comme un épaississement de la couche de transition, *la question se pose de savoir si cet épaississement est absolument en désaccord avec les théories classiques d'Andrews et de Van der Waals* [1].

D'après la loi du diamètre rectiligne, on a :

$$\rho_1 + \rho_2 = m - n\mathrm{T},$$

m et n étant des constantes positives ; d'où :

$$\frac{d(\rho_1 + \rho_2)}{d\mathrm{T}} = -n\,;$$

$$\lim \frac{d(\rho_1 - \rho_2)^2}{d\mathrm{T}} = \lim 2(\rho_1 - \rho_2)\frac{d(\rho_1 + \rho_2)}{d\mathrm{T}} = -2n\Delta,$$

On a de même au point critique :

$$\frac{d(\rho_1\rho_2)}{d\mathrm{T}} = \rho_1\frac{d\rho_2}{d\mathrm{T}} + \rho_2\frac{d\rho_1}{d\mathrm{T}} = \rho_1\frac{d(\rho_1 + \rho_2)}{d\mathrm{T}} = -n\Delta.$$

On a donc au point critique, *comme conséquence de la théorie d'Andrews et de Van der Waals :*

$$\lim \frac{d(\rho_1 - \rho_2)^2}{d\mathrm{T}} = \lim \frac{d(\rho_1 + \rho_2)^2}{d\mathrm{T}} - 4\lim\frac{d(\rho_1\rho_2)}{d\mathrm{T}} = +2n\Delta.$$

La fonction a ne devenant pas infinie au point critique, on a enfin :

$$(7)\qquad \frac{d\left\{a^2(\rho_1 - \rho_2)^2\right\}}{d\mathrm{T}} = \text{quantité finie positive.}$$

D'après une remarque de Van der Waals [2], on a à la température

---

(1) M. Mathias a donné dans ce recueil (*J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 172 : 1903) une interprétation qui s'accorde également avec la théorie classique, bien qu'il admette des molécules variables.

(2) *Théorie thermodynamique de la capillarité* (*Arch. Néerl.*, t. XXVIII, p. 54). — Pour que les considérations de Van der Waals soient applicables ici, il faut supposer seulement que la masse du corps est assez grande.

critique :

$$(8) \qquad \frac{dH}{dT} = o.$$

On a donc à la même température, pour l'épaisseur de la couche capillaire,

$$(9) \quad \lim h = \frac{6}{5\pi f} \cdot \frac{a^2(\rho_1 - \rho_2)^2}{H} = \frac{6}{5\pi f} \frac{\frac{d}{dT}\left\{ a^2(\rho_1 - \rho_2)^2 \right\}}{\frac{dH}{dT}} = +\infty.$$

La courbe qui représente l'épaisseur de la couche capillaire en fonction de la température doit donc être asymptotique à une droite parallèle à l'axe des h. *C'est ce qu'exige la théorie d'Andrews, quand on adopte les idées de Laplace sur les forces d'attraction s'exerçant entre les éléments de volume d'un fluide.*

Dans sa forme la plus simple, cette courbe peut être représentée par la *fig.* 5. Si AA′ est l'épaisseur de la couche capillaire lorsqu'elle est devenue trop grande pour qu'on puisse observer le ménisque (¹), OA est la température de Cagniard-Latour ou une température plus élevée; OC est la température critique et l'arc A′B′ correspond aux températures auxquelles ont été observés les phénomènes étudiés par de Heen, Ramsay, Cailletet et Colardeau, etc., la représentation étant considérée comme qualitative et non quantitative.

Je crois donc pouvoir conclure que la théorie des liquides de Laplace, étendue à une couche en équilibre dont les surfaces de niveau sont des plans parallèles et appliquée à la couche capillaire d'un tube de Natterer, peut donner, *en fonction des isothermes de James Thomson et de Van der Waals*, des valeurs mesurables de l'épaisseur de la couche de transition au-dessus de la température de Cagniard-Latour ; dans ces conditions, l'épaississement *théorique* de la couche de transition à ces températures ne serait pas en désaccord avec les phénomènes critiques, et ceux-ci pourraient être interprétés comme un épaississement de la couche de transition séparant deux phases homogènes qui s'écartent de plus en plus quand on passe de la température de Cagniard-Latour à la température critique.

Pour que ce qui précède explique les phénomènes critiques d'une

(¹) L'échelle employée est arbitraire.

manière satisfaisante, il faudrait connaître réellement la courbe de la *fig.* 5 et ne pas se contenter d'un croquis. Malheureusement il n'est pas possible de calculer la tension capillaire au-dessus de la température de Cagniard-Latour, parce que les considérations ordinaires sur l'ascension du liquide dans un tube capillaire deviennent illusoires.

Remarquons en terminant que les forces qu'on étudie par l'expérience sont toujours des forces s'exerçant entre des *complexes de molécules* et qu'on n'a jamais mesuré la force qui s'exerce entre deux molécules. Le désaccord de l'expérience et des théories moléculaires n'est donc pas nécessairement dû à la *variation* de la molécule. Pour jeter un pont entre les forces de volume et les forces moléculaires, il faut connaître la loi de la variation de la densité autour de la molécule et ce n'est que pour un gaz très dilué que la théorie donne une indication ; *pour les liquides, on ne sait encore rien.* Si donc les constantes théoriques sont différentes pour le liquide et pour la vapeur, il n'est pas absolument nécessaire de chercher la cause de cette variation dans la molécule. Il me semble que la théorie de Laplace, avec ses forces s'exerçant entre des éléments de volume qui ne diffèrent que par leurs densités, est encore assez souple pour expliquer avec l'aide de la thermodynamique beaucoup de phénomènes dus aux forces dites moléculaires. Je crois qu'il est désirable de s'attacher aussi longtemps que possible à la molécule invariable et de tâcher d'expliquer les « anomalies » de la théorie par la variation du mouvement et de la configuration des molécules dans les éléments de volume de la théorie classique.

CALORIMÈTRE BUNSEN MODIFIÉ POUR DES EXPÉRIENCES DE COURS ;

Par M. V. CRÉMIEU (1)

Les cours de thermodynamique sont, en général, illustrés par un très petit nombre d'expériences.

Ceci tient en grande partie à la difficulté qu'on a à rendre visibles, pour un public nombreux, les phénomènes qui servent à manifester

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 6 janvier 1905.

la production ou l'absorption de chaleur : les calorimètres sont en effet des appareils dont les parties indicatrices sont difficiles à projeter.

Le plus commode des calorimètres est, à ce point de vue, celui de Bunsen. L'adjonction, imaginée par M. Villard, d'un réservoir de mercure M′ qui, par l'intermédiaire du robinet R′ (*fig.* 1), permet de régler très facilement la position de l'extrémité de la colonne indicatrice de mercure, rend cet appareil très maniable.

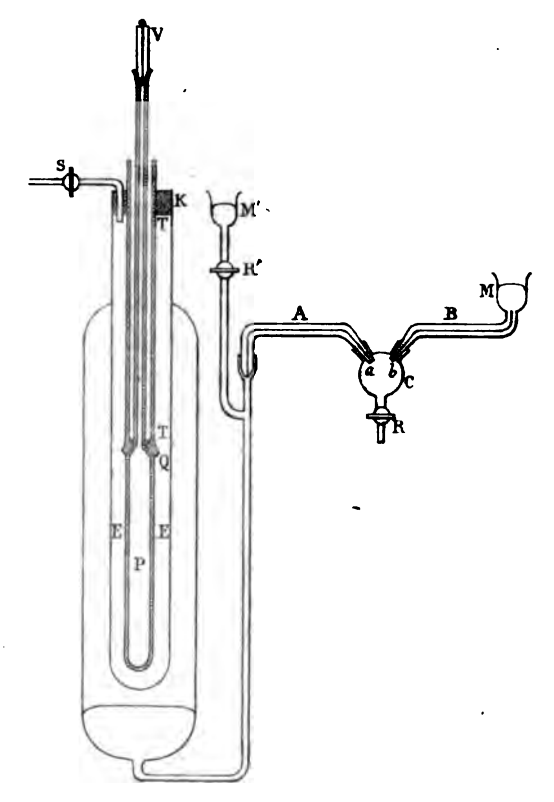


Fig. 1.

Cependant il présente encore deux inconvénients : les enveloppes protectrices dont il faut l'entourer pour assurer une protection thermique efficace du manchon de glace sont très encombrantes. D'autre part, il est assez difficile d'obtenir une projection bien nette de la colonne capillaire du mercure indicateur.

De plus, la grandeur des déplacements est déformée par l'effet des lentilles de projection, de sorte qu'on ne peut se servir des déplacements mesurés sur la projection pour faire au cours des mesures, même grossières. Enfin la longueur du tube capillaire projetable est forcément très restreinte.

On peut remédier à ces inconvénients.

En premier lieu il est commode de substituer aux enveloppes protectrices habituelles un manchon de Dewar. On obtient ainsi, sous un très faible volume, une protection bien supérieure, permettant par exemple de conserver le manchon de glace utilisable pendant trois jours.

En second lieu, pour rendre la projection facile, j'ai imaginé le dispositif suivant : Le tube capillaire indicateur est séparé en deux parties A, B (*fig.* 1), rodées près de leurs extrémités *a* et *b*. Ces rodages viennent se fixer dans des ajutages pratiqués sur la périphérie d'une cuve à faces parallèles C, munie d'un robinet inférieur R. Enfin, la partie B du tube capillaire est terminée par un réservoir à mercure M.

On voit que, si on remplit C d'eau, on a ainsi interposé sur le trajet du mercure indicateur un liquide transparent, incompressible. Par suite, toute variation thermique dans la moufle du calorimètre s'accompagnera d'une chute de gouttes de mercure en *a* ou en *b*.

Le robinet R permet de régler la position de l'extrémité de la colonne de mercure dans le tube B.

La projection des extrémités *a* et *b* s'obtient très facilement à travers les faces parallèles de C ; on peut, sur cette projection, compter les gouttes qui tombent, et par suite faire des mesures aussi prolongées qu'on le désire.

Il suffit d'étalonner une fois pour toutes le calorimètre en gouttes de mercure par calorie introduite dans la moufle. Pour des mesures grossières on peut admettre, sans erreur trop grande, que les gouttes ont toujours sensiblement le même poids.

Le réglage avec les robinets R et R′ se réduit d'ailleurs à amener les ménisques de mercure à affleurer aux extrémités *a* et *b*. Pour que les ménisques restent dans cette position, il faut, pour des raisons de capillarité bien connues, que l'orifice capillaire aille en s'évasant légèrement depuis 1 ou 2 centimètres jusque vers l'extrémité.

Application à la mesure de l'équivalent mécanique de la calorie.

— Avec le calorimètre ainsi modifié, on peut assez facilement mesurer J dans un cours.

Il suffit en effet de produire dans la moufle du calorimètre, pendant un temps connu, un travail mesurable quelconque, et de compter le nombre de gouttes qui tombent pendant le même temps.

On peut, par exemple, employer un dispositif analogue à celui de M. Miculescu. On sait que ce savant faisait tourner dans l'eau des palettes fixées sur l'axe de l'induit d'un moteur électrique. Il mesurait le travail en équilibrant avec des poids le couple qui tendait à entraîner en sens inverse de l'induit l'inducteur de son moteur monté sur deux couteaux de balance. Le travail est alors égal au produit du couple par $2\pi n$, n étant le nombre de tours du moteur.

Pour réaliser cette mesure, et rendre facilement projetable un déplacement proportionnel au travail, il est commode de fixer le moteur électrique, de petites dimensions, dans un cadre métallique assez grand pour que le calorimètre, avec son enveloppe, puisse le traverser.

Ce cadre est supporté par un fil d'acier ; un second fil vient se fixer à la partie inférieure, pour éviter les ballottements. On fixe le moteur au cadre de façon que l'axe de l'induit soit vertical et coïncide avec l'axe d'oscillation du cadre.

Dans ces conditions, il est facile de faire tourner sans choc dans la moufle du calorimètre des palettes fixées sur le prolongement de l'axe de l'induit.

La mesure du travail se fera en comptant le nombre de tours, d'une part ; d'autre part, en mesurant l'angle dont tourne le cadre quand l'induit est en mouvement. On détermine par une mesure préalable le couple de torsion des fils de suspension. Au cours on projette, à une distance connue, l'image d'une fente lumineuse réfléchie par un miroir fixé au cadre.

La mesure de S se ramène donc, en public, à deux projections très faciles à faire.

On remarquera, en passant, que ce dispositif pourrait servir, avec quelques petits perfectionnements, à trouver une très bonne valeur de J.

En effet, l'incertitude dans les mesures de J porte toujours sur la mesure de la quantité de chaleur, par suite surtout des corrections qu'on doit faire subir à cette mesure.

Or ici, comme dans le dispositif de M. Miculescu, on peut établir

un état de régime, ce qui diminue les corrections. Mais, de plus, il est facile de ramener la mesure de la quantité de chaleur à une pesée. On peut en effet, en supprimant la cuve C et le tube B, faire plonger l'extrémité *a* dans une capsule de mesure, préalablement tarée, et peser ce qui est absorbé pendant un temps donné, par suite de la rotation des palettes.

L'étalonnage en poids de mercure du calorimètre est aussi susceptible d'une haute précision, et pourrait s'obtenir de plusieurs façons différentes. J'ajouterai que, pour l'appareil avec lequel j'ai opéré, on obtient une absorption de $14^{mgr},5$ de mercure pour une petite calorie; c'est une grandeur mesurable à plus de $1/100^e$. D'autre part, avec un moteur de 1/30 de cheval-vapeur, entraînant trois palettes d'une hauteur totale de 6 centimètres, on a, pour une vitesse de 35 à 40 tours par seconde, une absorption de 90 milligrammes environ par minute.

Enfin, pour la quantité de travail fourni, la mesure se ramène à une mesure préalable de couple de torsion et à des lectures d'angles, toutes données susceptibles d'une très haute précision.

Application à l'expérience de Joule sur la détente des gaz dans le vide. — Le calorimètre de Bunsen peut encore servir à reproduire publiquement, et d'une manière très probante, l'expérience de la détente des gaz dans le vide.

Un réservoir P en verre épais, prolongé par une tige à l'extrémité de laquelle on mastique une valve de pneumatique V, s'engage en Q, par un rodage à l'émeri, dans un tube en verre TT. Ce tube passe dans un bouchon qui ferme en K la moufle du calorimètre. Un second trou, pratiqué dans le bouchon, laisse passer un robinet S. En Q se trouvent deux petits orifices, l'un pratiqué dans la paroi de P, l'autre dans le tube T, de façon qu'on puisse isoler ou faire communiquer P avec l'espace laissé libre autour de lui dans la moufle.

Pour faire l'expérience, on ferme l'orifice en Q. On comprime de l'air en P, à 4 ou 5 atmosphères ; et, d'autre part, on fait, par S, le vide dans la partie libre de la moufle E. Lorsque l'appareil a repris un zéro stable, on tourne le réservoir de façon à faire communiquer P avec E. L'air de P se détend dans le vide de 5 à 2 atmosphères environ ; sur la projection, on ne voit aucun mouvement de mercure.

On ouvre alors le robinet S sur l'extérieur. L'air se détend de 2 à 1 atmosphère, et le refroidissement qui en résulte, parfaitement visible sur la projection, permet de contrôler l'expérience principale précédente.

L. BRUNER et S. TOLLOCZKO. — Ueber die Auflösungsgeschwindigkeit fester Körper (Sur la vitesse de dissolution des corps solides). — *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, séance du 12 octobre 1903.

Les auteurs se sont occupés du problème important de la vitesse de dissolution des corps solides, qui a donné lieu jusqu'ici à quelques travaux trop peu nombreux, et qui a fait l'objet, du moins en ce qui concerne un point spécial du problème, d'un mémoire récent de M. J. Schürr, présenté comme thèse de doctorat à la Faculté des Sciences de Clermont [1]. Le présent travail, présenté à l'Académie de Cracovie, à une date où la thèse de M. Schürr était déjà déposée à l'Université de Clermont, n'a pu être cité par celui-ci : il n'aborde d'ailleurs en aucune façon le sujet même qu'a traité M. Schürr, à savoir l'étude des circonstances qui caractérisent le début de l'attaque d'une surface cristalline parfaitement nette par l'eau pure ou par une solution de ce cristal (distinction entre les figures de corrosion et les figures appelées par M. Schürr stries de convection), et en second lieu l'étude de la variation de la vitesse de dissolution *en régime permanent* d'un cristal dans des solutions aqueuses de ce cristal à différents degrés de concentration, étude portant pour la première fois sur des corps assez solubles pour qu'on ait des chances de découvrir la loi véritable de variation de la vitesse de dissolution avec la concentration.

MM. Bruner et Tolloczko reprennent un travail de Noyes et Whitney, cité dans le mémoire de M. Schürr. Noyes et Whitney, faisant dissoudre dans l'eau des bâtons cylindriques de corps peu solubles, chlorure de plomb ou acide benzoïque, trouvaient que la vitesse de dissolution était à chaque instant proportionnelle à la différence entre la concentration de la solution saturée et la concentration actuelle. Les auteurs confirment ce résultat par leurs recherches, qui ont aussi exclusivement porté sur des corps fort peu solubles (albâtre naturel ou gypse microcristallin, acides aromatiques, acétanilide). Ils rattachent ce résultat à la théorie de la diffusion, en empruntant à Nernst leur mode de raisonnement. Enfin, intégrant l'équation différentielle qui donne la variation de concentration avec le temps dans un vase où on laisse dissoudre le corps solide dans un volume limité d'eau :

$$\frac{dc}{dt} = A(C - c),$$

[1] Voir ce volume, p. 17.

ils arrivent à la conclusion que la différence entre la concentration actuelle et la concentration de saturation varie en progression géométrique quand le temps varie en progression arithmétique; et ils donnent à cette loi que vérifient leurs expériences le nom de *loi logarithmique*. Un examen superficiel de cette conclusion, comparée à celle de M. Schürr, donnerait l'illusion d'une rencontre et d'un accord, tandis qu'il y a contradiction formelle. M. Schürr, s'inspirant lui aussi des travaux de Nernst, mais des travaux de Nernst relatifs à la théorie osmotique des piles et aux chaînes de concentration, arrive à la conclusion que la vitesse de dissolution elle-même doit être à chaque instant proportionnelle à la différence des logarithmes de la concentration de saturation et de la concentration actuelle : pour lui, le logarithme du rapport intervient dans l'équation du régime permanent, réalisé en maintenant constante la concentration pendant que le corps se dissout. C'est un résultat qui, dans le cas général, est en contradiction avec celui de Noyes et Whitney : il ne se réduit à celui de Noyes et Whitney, ou à celui de Bruner et Tolloczko (à qui peut en somme s'appliquer sans changement et presque sans addition la critique détaillée que fait M. Schürr des résultats de Noyes et Whitney), que dans le cas particulier où, la différence entre la concentration actuelle et la concentration maximum étant toujours très faible, l'une et l'autre étant très petites pour des corps peu solubles, la différence des logarithmes est proportionnelle à la différence des grandeurs elles-mêmes. Ce qu'on peut reprocher au mémoire actuel, c'est précisément, comme à celui de Noyes et Whitney, de ne réaliser que des conditions où la différence des grandeurs d'où dépend le phénomène est toujours assez petite pour que, quelle que soit la fonction qui intervienne, la différence des deux valeurs de cette fonction pour les deux grandeurs puisse se réduire au premier terme de la série de Taylor, et l'on a simple proportionnalité à la différence des concentrations.

En tous les cas, il y a contradiction, loin d'y avoir ressemblance, entre ce que Bruner et Tolloczko appellent « loi logarithmique » et la loi de variation de la vitesse de dissolution proportionnelle à la différence des logarithmes des concentrations maximum et actuelle.

Les savants de Cracovie placent le corps à dissoudre dans un vase fermé et plein d'eau, où un agitateur hélicoïdal renouvelle rapidement le liquide au contact des bâtons ou des lames du solide à dissoudre. Ils trouvent naturellement que la vitesse de dissolution

augmente avec la rapidité de la rotation de l'agitateur ; ils la mesurent au bout d'un temps plus ou moins long, par le titrage du liquide qui se trouve dans le vase à la fin de l'expérience, tandis qu'on avait mis de l'eau pure au début. Dans les expériences de M. Schürr, au contraire, on s'est astreint à mesurer, par diverses méthodes, la vitesse d'attaque d'un cristal, en régime permanent, en présence d'un liquide dont on maintenait la concentration constante, en renouvelant la surface de contact; et ici l'influence de la vitesse d'agitation était étudiée, non plus comme facteur essentiel de l'expérience, mais comme pouvant introduire une cause d'erreur à éliminer.

Un point intéressant dans le travail présenté à l'Académie de Cracovie est l'application des mesures de vitesses de dissolution, dans les conditions indiquées, à l'étude de la diffusion et à l'évaluation de l'épaisseur d'une « couche de diffusion », pour laquelle on donne des valeurs comprises entre 5 et 100 μ.

Mais, en ce qui concerne l'étude de la vitesse de dissolution elle-même, nous croyons que, si le travail de M. Schürr, loin de clore la question, appelle de nouvelles recherches, il a au moins, parmi d'autres mérites, celui d'avoir fixé des méthodes d'étude de la dissolution en régime permanent auxquelles il faudra toujours revenir, et qui sont susceptibles de donner des résultats qu'on ne saurait attendre du résultat global obtenu en abandonnant un corps solide au contact d'une solution qui change à chaque instant de concentration par la dissolution même. De plus, il est certain que c'est en exposant à la dissolution une face cristalline qu'on peut le mieux espérer trouver la loi de l'action réciproque du liquide et du solide.

B. BRUNHES.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. V.

A. PFLUGER. — Die Absorption von Quarz, Kalkspat, Steinsalz, Flusspat, Glyzerin und Alkohol un äussersten ultraviolett (Absorption du quartz, du spath calcaire, du sel gemme, du spath fluor, de la glycérine et de l'alcool dans l'ultra-violet extrême). — P. 215-216.

Les mesures ont été faites avec la pile thermoélectrique et un spectroscope en fluorine; on prenait comme sources des étincelles entre

électrodes métalliques. Les résultats ont une exactitude suffisante pour être utilisés en optique pratique.

Quartz. — Absorption très variable suivant l'origine ; certains échantillons sont plus ou moins fortement dichroïques. Ainsi un des cristaux examinés a donné, pour une épaisseur de 1 centimètre et pour $\lambda = 186\ \mu\mu$, une absorption de 36 0/0 avec une plaque parallèle à l'axe, et de 88 0/0 avec une plaque perpendiculaire à l'axe. Le quartz fondu est très peu transparent :

Spath fluor. — Absorption sous 1 cm (A): 20 0/0 pour $\lambda = 186\ \mu\mu$.

Sel gemme. — λ (en $\mu\mu$).......	186	210	231	280
A (en centièmes)	30	23	14	4,5

Comme le moindre dépôt de buée, même invisible, affaiblit considérablement la transparence, on recommande de coller sur les faces libres, avec de la glycérine, de minces plaques de quartz, beaucoup moins absorbant que le sel gemme pour les longueurs d'onde supérieures à 200 $\mu\mu$. Un prisme de 20° a la même dispersion qu'un prisme de fluorine de 60°. Très commode pour les recherches dans lesquelles les différences d'absorption n'ont pas une grande importance.

Spath calcaire. — Lame perpendiculaire à l'axe (l'absorption varie avec les échantillons, comme pour le quartz ; il est également dichroïque).

λ......	214	231	240	258	280
A......	97	69	44	26	15

Une plaque de $1^{mm},1$ est tout à fait opaque au-dessous de 200 $\mu\mu$.

Glycérine. — λ.....	227	257	275	293	330
A.....	81	50	57	46	24

Au-dessous de 210 $\mu\mu$, une épaisseur de 1 centimètre est tout à fait opaque.

Alcool éthylique. — λ...	203	206	214	219	227	240	180
A...	96	86	72	63	42	28	20

P. LUGOL.

H. SEELIGER. — Bemerkung zu dem Aufsatz des Herm A. Schmidt : « Beobachtung der Helligkeitsabnahme durch Brechung » (Remarque à propos de l'article de M. A. Schmidt : « Observation de la perte de lumière par réfraction »). — P. 237-238.

D'après l'auteur, M. Schmidt s'est complètement trompé en affirmant que la courbure des rayons dans un milieu à propriétés conti-

nûment variables entraîne une perte de lumière, et la formule donnée pour la mesurer n'a aucune valeur. On peut au contraire déduire de la théorie électromagnétique *que la quantité de lumière qui, dans l'unité de temps, traverse la section droite d'un faisceau issu d'un point est une constante sur tout le trajet du faisceau.* L'auteur se propose de publier intégralement son travail, dont il ne donne en ce moment qu'un extrait relatif à la question posée. P. Lugol.

J. ELSTER und H. GEITEL. — Ueber eine verbesserte Forme des Zink-Kugelphotometers zur Bestimmung der ultravioletten Sonnenstrahlung (Forme perfectionnée du photomètre à sphère de zinc pour l'évaluation du rayonnement ultra-violet du soleil). — P. 238-241.

Le principe de l'instrument, qui repose sur l'effet Hallvachs, est le suivant : Un manchon métallique noirci intérieurement et muni d'un obturateur protège une sphère de zinc amalgamé, reliée d'un côté à un électroscope d'Exner, de l'autre à une armature d'un condensateur à lame d'ébonite en forme de carreau de Franklin ; tout le reste de l'appareil est au sol. On donne au système isolé un certain potentiel négatif, puis on admet pendant un temps mesuré les rayons solaires, et on déduit de la chute de potentiel lue à l'électroscope l'intensité des radiations actives. Dans sa forme nouvelle, l'électroscope est muni d'un miroir et d'une échelle, l'isolement est fait avec des pièces en ambre, le condensateur (de Gockel) est formé de deux cylindres métalliques coaxiaux séparés par des cales d'ambre, les communications sont intérieures, et la capacité de l'instrument est invariable ; une disposition convenable permet d'orienter l'axe du manchon protecteur de la boule parallèlement aux rayons solaires, et de mesurer la hauteur du soleil à 1/2 degré près. Pour faire une mesure, on commence par plonger la sphère de zinc dans du mercure et la bien essuyer avec du papier de soie, puis on la remet en place ; on charge l'électroscope au potentiel V_0 avec une pile sèche, on oriente le manchon, on ouvre l'obturateur pendant un temps connu, on le ferme et on lit le potentiel V ; pour tenir compte de la déperdition, on recommence les lectures pendant le même temps en laissant l'obturateur fermé. Si V'_0 et V' sont les potentiels initial et final, on a l'intensité par la formule :

$$I = \frac{c}{bt}\left(\log\frac{V_0}{V} - \log\frac{V'_0}{V'}\right)^{(1)},$$

(1) Elster und Geitel, *Wiener Berichte*, CI, Abteil II a, p. 754 ; 1892.

C représentant la capacité, *b* un coefficient caractéristique de l'appareil. Quand le soleil est très bas, la chute de potentiel devient beaucoup trop lente; on l'accélère en enlevant le condensateur; naturellement il faut introduire dans la formule la nouvelle valeur de la capacité de l'instrument. P. Lugol.

Max Iklé. — Über das ultrarote Absorptionsspektrum einiger organischer Flüssigkeiten (Spectre d'absorption de quelques liquides organiques dans l'infra-rouge). — P. 276-277. (Diss. inaug. de Berlin.)

D'après Ch. Friedel [1], la substitution d'un halogène ou du soufre à H, O ou OH dans un liquide organique en augmente la transparence pour la radiation totale émise par un bloc de fer chauffé à 393°,5 C., radiation dont le maximum d'intensité est vers 4 μ. L'auteur a repris la question en dispersant par un prisme en fluorine la radiation émise par un brûleur à zircone, pour suivre le phénomène dans ses détails. Le spectre s'étendait de 1 μ à 8,84 μ; les intensités étaient mesurées par une pile thermoélectrique linéaire placée dans le plan focal d'un miroir servant d'objectif au spectromètre.

Les liquides étudiés sont :

CH^2Cl^2, $CHCl^3$, CCl^4
CH^3I, CH^2I^2
C^2H^5OH, C^2H^5Br, C^2H^5I.

On a encore comparé l'oxyde d'éthyle et son isomère, l'alcool isobutylique; les chlorures d'éthylène et d'éthylidène, et on a étudié le sulfure de carbone et le bromoforme.

L'auteur donne un très grand nombre de résultats numériques dont l'intérêt est un peu restreint par le fait que le faisceau qui couvrait sa pile correspondait à une région spectrale d'épaisseur variant entre 60 μμ et 300 μμ, hétérogénéité qui enlèverait toute signification à la réduction à l'épaisseur 1.

Comme conclusion générale, la substitution d'un halogène à H ou OH augmente la transparence dans tout le spectre infra-rouge et surtout pour les longueurs d'onde où elle est faible; une seule exception vers 4615 μμ; sous une épaisseur de $2^{mm},167$, CH^2I^2 est moins transparent que CH^3I.

Tous les corps observés montrent vers 3435 μμ un minimum de

(1) *Wied. Ann.*, t. LV, p. 453-478; 1895.

transparence quelquefois déplacé vers 3240 $\mu\mu$, et qui doit être vraisemblablement attribué au carbone. Les minima spéciaux aux composés halogénés paraissent se déplacer vers les grandes longueurs d'onde quand on passe de Cl à Br et à I. Le minimum de transparence, qui serait, d'après Puccianti [1], caractéristique des alcools, n'a pas été retrouvé. Il ne paraît y avoir aucune relation nette entre les transparences des corps isomères.

P. LUGOL.

H. BAUMHAUER. — Beobachtungen über das Leuchten des Sidot-blendesschirmes (Observations sur l'illumination de l'écran à blende de Sidot). — P. 289.

Il est important, à cause de l'emploi d'écrans de ce genre dans l'étude des substances radioactives ou des rayons N, de savoir que des actions très diverses peuvent produire la phosphorescence de l'écran. L'auteur signale : la flexion du carton (de l'écran), la pression, le choc par un corps dur (lueur momentanée) ; l'écran luit quand on souffle dessus, quand on l'approche assez de la bouche ou du nez, quand on l'expose à de la vapeur d'eau, quand on l'approche tout près d'un corps chauffé, quand on le plonge dans le sable chaud, dans l'eau bouillante, quand on projette sur lui de l'eau chaude avec le doigt, quand on le touche avec le doigt; si on le mouille avec de l'éther, il commence à luire au moment où l'éther s'évapore. Voici une observation intéressante : On asperge l'écran d'eau chaude; il émet aux points atteints une belle lueur qui disparaît graduellement; si alors on souffle sur l'écran sec ou presque sec, les régions que l'eau n'avait pas atteintes d'abord se mettent à luire, tandis que celles qui avaient été mouillées se détachent en sombre sur le fond clair. Quand l'écran est complètement séché, il luit dans toute son étendue, si on l'expose à la lumière solaire.

P. LUGOL.

MAX REINGANUM. — Über eine mögliche Beziehung de Serien spektren zum Atomvolumen (Possibilité d'une relation entre les séries spectrales et le volume atomique). — P. 302.

Le coefficient A de la formule de Kayser et Runge :

$$10^8\lambda^{-1} = A - Bn^{-2} - Cn^{-4},$$

---

(1) *Nuovo Cimento*, 4e série, XI, p. 39; 1900.

considéré comme définissant la limite des séries secondaires, est sensiblement en raison inverse du volume atomique (quotient du poids atomique par la densité) pour Ag, Li, Na, K, Rb, Cs, Cu, de la première période de Mendelejeff ; en raison inverse du quart du volume atomique pour Zn, Cd, Hg, Mg, Ca, Sr, de la seconde période : en raison inverse du sixième du volume atomique pour Al, In, Tl, de la troisième période.

P. Lugol.

J. BLAASS und P. CZERMAK. — Über auffallende, durch die photographische Platte erkennbare Erscheinungen (Phénomènes singuliers, révélés par la plaque photographique). — P. 363-368.

Ces phénomènes rappellent ceux qui ont été décrits par Graetz à propos de ses recherches sur l'action photographique de l'eau oxygénée (1). Parmi les expériences qui ont suggéré ce travail, M. Blaass cite la suivante, qui lui appartient : on avait écrit avec une solution d'un sel d'uranium sur du papier blanc qui, après exposition au soleil, avait été mis en contact avec une plaque photographique et abandonnée dans l'obscurité pendant vingt-quatre heures. Après développement, on a obtenu un positif. Le papier insolé avait noirci la plaque. Les auteurs proposent le nom de *photéchie* (de φῶς et ἔχειν) pour ce phénomène, et appellent substances photéchiques celles qui semblent pouvoir ainsi accumuler de la lumière.

Nous nous bornerons à citer la conclusion des auteurs, ne pouvant résumer les très nombreuses expériences qu'ils décrivent.

Un grand nombre de substances acquièrent, par une insolation énergique, la propriété de noircir les plaques photographiques. Cette propriété est liée à la présence, à la surface des corps, d'occlusions d'ozone. Le zinc poli ou amalgamé possède *naturellement* cette propriété, qui apparaît d'une manière frappante quand on le recouvre d'une couche très mince de gélatine, et quand on le saupoudre ensuite d'un corps pulvérulent, de noir de fumée principalement. L'action est encore due à l'ozone. Ces substances émettent un rayonnement diffus, qui appartient à l'extrémité bleue du spectre et est réfléchi par les surfaces polies.

Parmi les substances photéchiques, on peut citer le papier d'em-

(1) *Physik. Zeitschr.*, t. IV, p. 160, 271 : 1902, 1903 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. II, 325 ; 1903.

ballage brun, qui l'est d'une manière remarquable, puis, à un degré moindre, les autres espèces de papier, le bois, la paille, la cire à cacheter, le cuir, la soie, le coton, les ailes de papillon... Le verre et les métaux, sauf le zinc, ne possèdent pas la propriété.

P. Lugol.

Félix EHRENHAFT. — Zur optischen Resonanz (Pour la résonance optique). P. 387-390.

L'auteur a appliqué à ses recherches sur les propriétés optiques des solutions colloïdales d'or, d'argent et de platine ([1]) la théorie de J.-J. Thomson relative à la diffusion des ondes planes par de petites sphères conductrices disséminées dans un milieu diélectrique, et conclu que les particules en suspension sont conductrices pour le courant alternatif à fréquence élevée qui constitue les ondes lumineuses.

A la suite des mesures de Rubens et Hagen relatives à la grande résistance des métaux pour les ondes de fréquence $2 . 10^{-15}$, beaucoup plus voisines des ondes lumineuses que celles que l'on avait examinées auparavant, le professeur Pockels a émis un doute au sujet de l'application de la théorie de J.-J. Thomson. L'auteur a donc repris ses calculs en utilisant les nouvelles valeurs, et calculé la limite inférieure assignée aux particules, et qui est $\frac{\sqrt{T\sigma}}{2\pi}$, où σ représente la résistance. Il a trouvé que la longueur d'onde moyenne de la radiation incidente est encore 5 fois cette limite pour l'or et l'argent, et 10 fois pour le platine.

Il conclut à la possibilité d'invoquer la résonance optique à propos des phénomènes présentés par les solutions colloïdales; enfin, en calculant de nouveau les grandeurs des particules suspendues, il trouve que, pour l'or et l'argent, elles sont voisines de la limite inférieure, et pour le platine à peu près équidistantes des deux limites qu'assigne la théorie de la réflexion diffuse de J.-J. Thomson à la grandeur des particules qui polarisent la lumière diffusée dans le plan d'incidence et à 120° à peu près de la direction d'incidence, ce qui est justement le cas pour les métaux étudiés.

([1]) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 815; 1903 (p. 816, ligne 3, lire *conductrices* au lieu de *isolantes*).

La théorie de la résonance optique et la théorie de Thomson sont tout à fait d'accord sur ce point.

P. LUGOL.

J. SCHNIEDERJOST. — Das Spektrum der Stickstoffflamme (Le spectre de la flamme de l'azote). — P. 390.

La décharge due aux courants alternatifs à haute tension donne lieu à une véritable « flamme d'azote », puisque Muthmann et Hofer (¹) ont montré qu'il s'y forme de l'oxyde AzO et de l'oxyde AzO^2. On a photographié le spectre d'une pareille flamme obtenue entre des électrodes éloignées de 4 centimètres, reliées à une bobine capable de fournir 60 centimètres d'étincelle et alimentée par un courant alternatif de 30 périodes et 15 ampères; pose, trois à cinq minutes. On a trouvé assez marquées les bandes de la vapeur d'eau, vers 3063 et 2810 U. A., puis le deuxième groupe des bandes positives de l'air de 3941 à 2813 U. A., enfin le troisième groupe du spectre de l'air de 3009 à 2150. Ce dernier peut donc être obtenu non seulement dans le tube de Geissler, mais encore à la pression atmosphérique, et avec le même aspect dans les deux cas.

P. LUGOL.

A. PFLÜGER. — Die Quecksilberlampe als ultraviolette Lichtquelle (L'arc au mercure, source de radiations ultra-violettes). — P. 414.

L'auteur recommande le modèle Heräus (de Hanau) à enveloppe de quartz fondu. La radiation ultra-violette a une telle intensité qu'il devient absolument nécessaire de préserver les yeux de ses atteintes. Son spectre, qui est presque identique à celui de l'étincelle entre électrodes de mercure, va jusqu'à 254 $\mu\mu$, et présente une intensité remarquable justement dans la région où l'étincelle entre électrodes métalliques donne des raies faibles ; mesurée au moyen de la pile thermoélectrique, cette intensité pour les radiations de $\lambda < 370\ \mu\mu$ est à peu près égale à l'intensité totale de la lampe Hefner, et vaut 38 fois l'énergie des radiations visibles de la même lampe.

P. LUGOL.

(¹) *Ber. der deutschen Chem. Gesellschaft*, t. XXXVI, p. 438-453 ; 1903.

A. KALÄHNE. — Ueber das Woodsche Lichtfilter für ultraviolette Strahlen (Sur le filtre à radiations ultra-violettes de Wood). — P. 415.

L'écran de Wood est constitué essentiellement par un verre bleu de cobalt épais, sur lequel est coulée une couche de gélatine colorée par de la *p*-nitrosodiméthylaniline; il ne laisse passer que les radiations comprises entre 340 et 330 $\mu\mu$. Avec le verre essayé par l'auteur, les radiations comprises entre 527 et 500 $\mu\mu$ (E et F de Fraunhofer) n'étaient qu'incomplètement absorbées: il a réussi à supprimer tout le spectre visible, à l'exception d'une région étroite dans le rouge, dont l'intensité est d'ailleurs assez faible pour n'être pas gênante, en superposant à un verre bleu violet de Schott de 5 millimètres d'épaisseur une couche de gélatine colorée avec de la fluorescéine sodée (uranine du commerce), puis une couche colorée avec la nitrosodiméthylaniline. Les rayons qui ont traversé ce filtre rendent fluorescents le platinocyanure de baryum, le sulfate de quinine, le nitrate d'urane, et ne produisent pas de trace visible sur un papier blanc. Pour éviter la rupture du verre par élévation de température, on dispose le filtre dans la partie la plus large du faisceau.

P. Lugol.

F. POCKELS. — Etgegnung auf die Bemerkungen des Herrn Ehrenhaft « Zur optischen Resonanz » (Sur la résonance optique). — P. 460.

L'auteur maintient les critiques qu'il a déjà faites au travail de M. Ehrenhaft, et, s'appuyant sur des évaluations numériques des grandeurs en cause, conclut que l'explication de l'absorption par la résonance de petites sphères métalliques en suspension est en contradiction avec l'emploi des formules de Thomson pour la polarisation de la lumière diffusée.

P. Lugol.

H. HALLWACHS. — Lichtelektrische Ermüdung und Phonometrie (Fatigue photoélectrique et photométrie photoélectrique). — P. 489-499.

On a appelé fatigue photoélectrique la diminution de sensibilité qu'éprouvent les plaques abandonnées à elles-mêmes après leur

préparation [1]. Le présent mémoire a pour objet de rechercher les moyens de reproduire à volonté un rayonnement photoélectrique d'intensité déterminée et de préciser la cause de la fatigue. Cette dernière se réduit quand on conserve les plaques en vase clos, et d'autant plus que le vase est plus petit. Ainsi, des plaques de cuivre perdaient la moitié de leur sensibilité en 1 heure et demie à l'air libre; 3 heures ou plus dans une salle du laboratoire; 22 heures dans une caisse de $0^{ms},5$; 8 à 20 jours dans un flacon de 1 litre. Avec des plaques oxydées (qui sont beaucoup plus constantes), conservées dans un vase de verre muni d'un couvercle de quartz scellé, il a fallu 330 jours. On peut donc, grâce à la suppression pratique de la fatigue par l'emploi des vases clos, essayer l'effet de divers composés chimiques amenés en petite quantité autour des plaques, l'influence du vase conduisant à penser que la fatigue est due à quelque substance contenue dans l'air en faible proportion.

Photométrie. — L'auteur a montré précédemment que le rayonnement photoélectrique est dû principalement à l'arc, le cratère n'intervenant que très peu [2]; c'est donc l'arc qu'il faut maintenir constant. On y parvient : 1° en maintenant constants l'intensité et le voltage; 2° en centrant exactement l'arc par l'emploi d'aimants compensateurs de l'action magnétique; 3° en attendant pour faire les expériences que la combustion ait donné une forme convenable aux pointes des charbons, résultat atteint beaucoup plus rapidement avec les charbons homogènes qu'avec les charbons à mèche; 4° en entraînant au dehors les produits de la combustion par une ventilation *extérieure*, car les courants d'air dérangent l'arc.

Enfin, on élimine l'effet des variations d'intensité photoélectrique de la lampe en exposant simultanément à la radiation les éléments à étudier et un élément étalon.

Fatigue. — Le cuivre se fatigue très vite à l'air libre; l'oxyde cuivreux (plaque découpée dans un bel octaèdre de cuprite et polie aussi bien que possible), à peu près aussi vite ; l'oxyde cuivrique (plaques de cuivre chauffées au four électrique jusqu'à fusion superficielle apparente, puis polies), beaucoup moins; de sorte que la sensibilité d'une plaque oxydée, d'abord un peu inférieure à celle d'une plaque nue, devient très vite supérieure.

---

(1) Bibliog. complète de la question jusqu'en 1898, par Schweidler (*Wien. Ber.*, t. CVII, p. 902-909; 1898).

(2) *Ann. de Phys.*, t. XIII, p. 40; 1904; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 373.

La vapeur d'eau a une influence réelle, mais trop faible pour qu'on ait à l'envisager; CO^2 diminue plutôt un peu la fatigue. L'eau oxygénée, le carbonate d'ammonium, le toluène, l'augmentent un peu; les goudrons de bois, le gaz ammoniac, l'augmentent beaucoup, aussi bien pour CuO que pour Cu. L'ozone a une action semblable à celle de l'air; très grande sur Cu, très faible sur CuO. Toutes les expériences faites pour rechercher l'influence d'un champ électrique, d'une chute d'ions, de la lumière ou d'autres radiations, de la vitesse d'un courant d'air frappant la plaque, ont donné des résultats incertains ou négatifs, si bien que l'on est fondé à attribuer à l'ozone atmosphérique tout au moins l'influence principale dans la fatigue photoélectrique. Bien qu'on n'ait pu en préciser sûrement la cause, il semble qu'elle soit due surtout à l'absorption de la lumière ultraviolette par une couche d'ozone qui resterait adhérente au cuivre, car deux essais faits avec une plaque d'abord neuve, puis fatiguée à l'air libre, ont donné avec l'arc au mercure, dont le maximum d'intensité est justement dans la région d'absorption par l'ozone, un rapport de sensibilité finale à sensibilité initiale de 25 0 0 plus faible qu'avec l'arc au charbon, dont le maximum d'intensité est au contraire dans la région non absorbée par l'ozone.

Si le rayonnement lumineux lui-même n'est pas une cause *primaire* de fatigue, il peut développer une cause *secondaire*, si l'on emploie une source qui détermine la formation d'ozone, comme la lampe au mercure Heræus ou l'étincelle; aussi l'emploi de l'arc au charbon s'impose-t-il pour les expériences quantitatives de quelque durée; celui de l'arc au mercure, plus avantageux au point de vue de la dépense de courant, doit être restreint aux cas où l'ozone n'a pas d'influence fâcheuse, et où l'on n'a pas besoin d'une très grande intensité ou d'une lumière de très faible longueur d'onde; on lui adjoindra alors une pile thermoélectrique comme appareil d'étalonnage.

P. Lugol.

E. LADENBURG. — Über die Spektrale Energieverteilung der « Quecksilber-Lampe aus Quarzglas » (Distribution de l'énergie dans l'arc au mercure à ampoule de quartz). — P. 525-528 et 556.

Les mesures ont été faites avec un spectromètre à prisme et à lentilles achromatiques quartz-fluorine, dont le réticule était remplacé par une pile linéaire de Rubens, occupant dans le spectre de 8 à 12 $\mu\mu$,

suivant la dispersion du prisme. On a reconnu que l'énergie totale, aussi bien que l'énergie de chaque raie isolée, est proportionnelle à la consommation de la lampe en watts, et les mesures ont été réduites au régime de 2 ampères et 85 volts ; le galvanomètre accusait 3.10^{-10} ampères. Le mémoire donne les déviations correspondant à 106 longueurs d'onde, et un graphique à grande échelle. Nous en extrairons les nombres suivants, ajoutant qu'ils correspondent à des valeurs relatives :

$\lambda = 570\ \mu\mu$	déviation 27,4
540	42,9
433,5	30,2
406	16,4
360,5	23,1
310	15,7
252,5	7,3

Les résultats présentent un léger désaccord avec ceux de Pflüger [1] dans la partie ultra-violette, peut-être parce que les quartz employés par les deux auteurs n'avaient pas la même absorption.

P. Lugol.

JULIUS PEISER. — Tonfiguren (Figures acoustiques). — P. 555.

Quand on frotte une lame porte-objet ou une lame couvre-objet de microscope avec un papier buvard ou un chiffon imbibé d'alcool, il se produit souvent un son plus ou moins aigu, en même temps que la mince couche d'alcool qui recouvre le verre se ride de manière à dessiner des ondes dont la distance correspond à la hauteur du son. On peut fixer ces ondes en employant un mélange d'alcool à 96° avec une solution concentrée de baume de Canada dans le xylol, ou mieux encore de l'alcool à 96° tenant en suspension de la terre d'infusoires.

P. Lugol.

W. WIEN. — Über einen Versuch zur Entscheidung der Frage, ob sich der Lichtäther mit der Erde bewegt oder nicht (Sur une expérience en vue de décider si l'éther lumineux se meut ou non avec la Terre). — P. 585-586.

L'auteur a proposé dans ce but de mesurer la vitesse de la lumière entre deux points au moyen d'un rayon qui chemine dans un seul

(1) *Phys. Zeitschr.*, t. V, p. 414 ; *J. de Phys.*, ce vol., p. 119.

sens, sans revenir sur lui-même, et indiqué la méthode de Foucault et l'emploi de deux miroirs tournant avec la même vitesse ([1]). Il lui paraît que la méthode de Fizeau serait peut-être préférable. Il faudrait installer en deux points très éloignés l'un de l'autre, dans le sens du mouvement de la Terre, deux roues dentées parallèles et synchrones, et deux sources de lumière aussi identiques que possible. Si les roues sont immobiles, des mesures bolométriques des intensités envoyées de chacune des stations à l'autre seront identiques, au moins si l'on néglige des quantités de l'ordre du carré du rapport de la vitesse de la Terre à celle c de la lumière. Si l'éther a la vitesse de la Terre, le mouvement des roues ne changera rien au résultat; s'il a par rapport à la Terre une vitesse relative v, et si la distance des roues est l, le temps mis par la lumière à franchir la distance sera $\frac{l}{c-v}$ dans le sens du mouvement de la Terre, $\frac{l}{c+v}$ dans le sens inverse, et les résultats des mesures ne seront plus les mêmes. L'expérience semble possible, car il suffit de connaître à $\frac{1}{5000}$ la vitesse de la lumière, et la synchronisation n'est nécessaire que pendant un temps très court; d'ailleurs il n'est pas question de faire des mesures absolues, mais simplement de constater une différence. En dehors de son intérêt au point de vue de l'électrodynamique, cette expérience serait la première qui mesurât une vitesse absolue, sans points de repère fixes. P. LUGOL.

W.-J. MÜLLER et J. KÖNIGSBERGER. — Über das Reflexionsvermögen von passivem Eisen (Sur le pouvoir réflecteur du fer passif). — P. 413.

A.-L. BERNOULLI. — Über die Verwendbarkeit der Methode von Königsberger zur optischen Untersuchung passiver Metallspiegeln (Sur la possibilité d'appliquer la méthode de Königsberger à l'étude optique des miroirs métalliques passifs). — P. 603-604. — Optische Reflexions Konstanten und elektromotorischer Zustand bei Chrom (Constantes optiques de réflexion et état électromoteur du chrome). — P. 632-634.

W.-J. MULLER et J. KÖNIGSBERGER. — Über das Reflexionsvermögen an aktivem und passivem Eisen (Pouvoir réflecteur du fer actif et du fer passif). — P. 797-798.

La méthode de Königsberger consiste à mesurer le pouvoir réflecteur du fer sous l'incidence normale, pour le fer pur et le fer rendu

[1] Congrès de l'Association Britannique, Cambridge, 1904.

passif par électrolyse d'une solution de soude ; comme l'état passif se produit très rapidement dès que le courant est amené, et cesse graduellement après la suppression du courant, on peut faire des mesures alternées sur un même échantillon. Les auteurs ont trouvé des différences inférieures à 0,2 0/0, d'où ils concluent que, si la passivité est due à l'existence d'une couche d'oxyde, l'épaisseur de celle-ci ne doit pas atteindre 1/10 de longueur d'onde.

A.-L. Bernoulli détermine les constantes de réflexion en utilisant de la lumière monochromatique polarisée dans l'azimut de 45°, méthode proposée par Drude et déjà appliquée à la question par Michéli (mesure de l'incidence principale et de l'azimut principal) ; il a de plus déterminé la force électromotrice entre le chrome et le platine dans le nitrate d'ammonium avant et après les mesures optiques. Il conclut que, si la passivité est obtenue par la quinone ou l'oxygène de l'air, elle est due à la formation d'une couche de matière solide, et que, de plus, il y a corrosion du miroir ; si l'on produit la passivité par l'acide nitrique fumant, le métal devient électronégatif par rapport au platine, et aussi par rapport au métal rendu passif par la quinone ou l'oxygène. Il conclut de l'ensemble de ses expériences que la couche qui cause la passivité doit être constituée par du chromate chromique $(Cr^2O^3)^2,CrO^3$.

Nous renverrons aux articles cités pour la controverse entre les auteurs. P. Lugol.

Ejnar HERTZSPRUNG. — Zur Strahlung der Hefnerlampe (Rayonnement de la lampe d'Hefner). — P. 634-635.

Le calcul de la constante $\frac{c_2}{T}$ de la formule de Wien

$$E = c_1\lambda^{-5}e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

par la comparaison globale des mesures faites sur le spectre ne paraît pas très sûr. Il semble que l'on puisse attendre des résultats plus exacts de la mesure des températures du corps noir creux, dont le rayonnement dans le spectre visible se rapproche autant que possible, au point de vue qualitatif, de celui de la lampe.

P. Lugol.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XIV, fasc. 9

E. WAETZMANN. — Intensitäts verhältnisse der Spektra von Gasgemischen (Intensité relative des spectres des gaz dans les mélanges). — P. 772-790 (Diss. inaug. de Breslau).

L'auteur a étudié au moyen de la méthode de Berndt ([1]) toute une série de mélanges d'azote et d'hydrogène ; la pression dans les tubes de Geissler a varié de 9 millimètres à $0^{mm},05$; le courant d'alimentation de la bobine, de 170 à 1050 μ-amp. ; on évaluait également le voltage aux électrodes du tube. Les mesures ont porté sur $\lambda = 656,3$ et $\lambda = 486,1$ du premier spectre de l'hydrogène, $\lambda = 601,3$ et $\lambda = 521,4$ du second.

Résultats : 1° Pour un gaz pur, les conclusions de Ferry et de Berndt sont confirmées;

2° L'un des gaz est en très faible proportion (moins de 1 0/0) : A pression constante, l'intensité des raies du gaz principal est proportionnelle au courant. A courant constant et pression régulièrement décroissante, cette intensité commence par croître, reste constante entre certaines valeurs de la pression quand celle-ci tombe au-dessous de $0^{mm},1$, puis croît lentement d'abord, et ensuite de plus en plus vite;

3° Quand la proportion du second gaz est un peu plus grande, la constance de l'intensité se manifeste pour des pressions un peu plus élevées ;

4° L'un des gaz n'est pas en proportion très considérable (environ 90 0/0 et au-dessous). L'intensité de ses raies, à pression constante, croît un peu moins vite que le courant. A courant constant, la loi de variation est la même que si le gaz est en très forte proportion. Aux pressions extrêmement faibles, l'intensité est indépendante du courant ;

5° Quand la pression décroît, le voltage croît, puis reste sensiblement constant entre certaines limites de pression, et finit par croître lentement et régulièrement d'abord, ensuite très rapidement (passage du tube de l'état Geissler à l'état Hittorf) ;

([1]) *Ann. d. Phys.*, t. XII, p. 1101-1114; 1903; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 231 ; 1904.

6° L'addition d'un gaz à un autre, même en très faible quantité, affaiblit notablement l'intensité de son spectre ; l'affaiblissement est plus marqué pour le second spectre de l'hydrogène que pour le premier, et en général pour les grandes longueurs d'onde que pour les petites ; l'affaiblissement de chaque raie en particulier varie beaucoup avec la pression ;

7° Il arrive que les intensités relatives des deux spectres s'intervertissent quand on passe des fortes aux faibles pressions ;

8° Même à pression constante, il n'y a pas de rapport entre les intensités relatives et les masses relatives des gaz mélangés.

P. LUGOL.

J. STURM. — Die Kirchhoffsche Formel über Schallgeschwindigkeit in Röhren (La formule de Kirchhoff pour la vitesse du son dans les tuyaux). — P. 822-837 (Diss. inaug. de Bonn).

On a mesuré par la méthode de Kundt la vitesse du son dans des tuyaux de 21,1 ; 10,2 ; 5,3 ; 3,5 et $2,1^{mm}$ de diamètre, remplis d'anhydride carbonique, et pour des fréquences de 705, 1943, 3755 ; on a refait les mêmes mesures avec les quatre premiers tuyaux remplis d'hydrogène, et pour le troisième son, seul utilisable, à cause de la grandeur des longueurs d'onde dans l'hydrogène. Les calculs faits sont ceux mêmes qui sont indiqués dans un mémoire de Müller (¹). Leur résultat montre nettement que la formule de Kirchhoff

$$v = a\left(1 - \frac{\gamma}{2r\sqrt{n\pi}}\right),$$

est inexacte au point de vue de l'influence du diamètre r et de la fréquence n, et que λ ne peut pas être considérée comme une constante.

L'auteur a ensuite répété ses mesures sur un tube de $18^{mm},5$ rempli d'air et dans lequel on pouvait glisser une mince feuille de zinc roulée en gouttière et couvrant à peu près les 3/4 de la surface du tube ; la vitesse est un peu moins grande quand la feuille de zinc est dans le tube ; la conductibilité de la paroi la diminue donc un peu (de $1^{m},11$ dans l'expérience). Il a étudié l'effet du frottement en enduisant de colle la feuille de zinc, et la saupoudrant de sable ; la vitesse a été

(¹) *Ann. d. Phys.*, t. XI, p. 331 ; 1903 ; — et *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. II, p. 767-768 1903.

diminuée de $3^m,4$; avec du drap noir épais à la place du sable, la vitesse a été diminuée de $10^m,44$. L'influence du frottement est donc beaucoup plus grande que celle de la conduction.

P. LUGOL.

M. TOEPLER. — Objective Sichtbarmachung von Funken-Schallwellen nach der Schlierenmethode mit Hilfe von Gleitfunken (Projection des ondes sonores de l'étincelle par la méthode des stries au moyen d'étincelles glissantes). — P. 837-843.

L'étincelle glissante est obtenue par le procédé déjà décrit [1] : les pôles p_1 et p_2 sont reliés aux extrémités d'un solénoïde à gros fil et forte self-induction, unissant les armatures externes de deux fortes batteries identiques, dont les armatures internes communiquent avec les pôles d'une puissante machine statique, et avec les deux boules de l'éclateur F ; on met en parallèle avec ce dernier une capacité auxiliaire formée de plusieurs bouteilles ; D_1 est un diaphragme que L_1 projette dans le plan du diaphragme D_2, tandis que L_2 projette F sur l'écran E.

On n'obtient des ondes sonores nettement visibles que si la distance p_1p_2 est supérieure aux 9/10 de la distance explosive maxima *pour l'étincelle glissante* qui correspond à la longueur de l'étincelle F, c'est-à-dire au voltage; on avait alors des ondes de grandeurs différentes, dont les rayons étaient approximativement comme les nombres 1, 2, 3, ce qui montre que les décharges glissantes se succédaient à des intervalles qui sont des multiples de la demi-période de la décharge oscillante. L'expérience ne réussit d'ailleurs que si cette dernière est faiblement amortie.

P. LUGOL.

A. von KALECSINSKY. — Über die Akkumulation der Sonnenwärme in verschienen Flüssigkeiten (Accumulation de la chaleur solaire dans divers liquides). — P. 843-847.

L'étude de certains lacs de Hongrie, chauds et salés, a précédemment conduit l'auteur aux résultats suivants [2] : La couche chaude que l'on rencontre à une certaine profondeur entre deux couches plus

---

[1] *Wied. Ann.*, t. LXVI, p. 1061 ; 1898 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, 176 ; 1899.

[2] *Ann. d. Phys.*, t. VII, p. 408 ; 1902.

froides ne peut recevoir sa chaleur que du soleil ; de l'eau salée, naturelle ou artificielle, ne peut s'échauffer fortement que si elle est recouverte d'eau douce ou d'une solution plus diluée ; de tels lacs salés doivent être considérés comme de véritables accumulateurs de la chaleur solaire.

L'auteur a constaté un phénomène analogue en abandonnant dans de grands récipients en bois, enterrés dans un jardin, des solutions à 30 0/0 environ de Na^2SO^4, $MgSO^4$, AzH^4Cl et Na^2CO^3, recouvertes d'une couche d'eau ; il y a toujours élévation de température quand on passe de l'eau à la solution, tandis qu'un vase pareil rempli d'eau pure montrait une température à peu près constante de la surface au fond. Avec de l'eau recouverte de pétrole et d'huile d'olive, la variation brusque à la surface de contact des deux liquides a atteint, par certains jours de juillet, à une heure de l'après-midi, jusqu'à 10° ou 20°. L'auteur s'est borné à constater cette accumulation de la chaleur.

P. Lugol.

T. XIV, fasc. 10.

F. BISKE. — Die Erdbewegung und der Æther (Le mouvement de la Terre et l'éther). P. 1004-1007. — (Extrait de *Astr. Nachrichten*, t. CLXV, p. 299 ; 1904).

Si l'éther est entraîné par le mouvement de l'atmosphère terrestre, il doit en résulter une variation de l'ascension droite apparente des étoiles. En admettant pour la vitesse angulaire de l'éther la formule de Fresnel, $\omega \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2}$, on calcule que cette variation, pour une étoile dont la lumière atteindrait la surface de la Terre sous un angle de 80° avec la verticale, est de 1 millionième de seconde.

Dans l'hypothèse de l'entraînement total, on calcule pour des observations faites à la latitude de 45°, sur une étoile ayant une déclinaison de 45°, une différence maxima d'Æ apparente de 0″,136 entre la culmination inférieure et la culmination supérieure.

L'explication de l'aberration faisant intervenir la vitesse relative de deux milieux, les aberrations diurne et annuelle n'ont aucune raison d'être dans l'hypothèse de l'entraînement total, puisqu'il n'y a plus alors de vitesse relative. Cependant la variation de position des étoiles est un fait, et l'hypothèse précédente ne permet pas de la con-

sidérer comme un effet d'aberration; elle ne l'explique même pas, puisqu'elle conduit pour ces déplacements à des valeurs trop petites.

P. Lugol.

QUINCKE. — Doppelbrechung der Gallerte beim Aufquellen und Schrumpfen (Biréfringence des gelées pendant leur gonflement ou leur contraction). — *Drude's Ann. der Physik*, t. XIV, p. 849-885, et XV, p. 1-54.

Ces importants mémoires clôturent une longue série de recherches sur les gelées et les solutions colloïdales [1]. Les solutions de gélatine, à 10 ou 20 0/0, étaient desséchées à l'air libre, ou placées dans l'eau ou dans des liquides capables de leur enlever de l'eau. Elles étaient découpées en lamelles après coagulation, ou placées dans des tubes très fins ouverts à un bout ou aux extrémités, ou réduites en sphérules que l'on obtenait en faisant couler goutte à goutte, par un siphon de $1^{mm},5$ d'ouverture, une solution chaude à 20 0/0 dans un mélange de chloroforme et d'huile d'amandes douces. L'auteur a également étudié la biréfringence temporaire des liquides en mouvement entre deux cylindres coaxiaux dont l'un est fixe et l'autre mobile [2], et enfin la biréfringence des substances organisées. Comme appareil optique, il a employé d'une manière constante une lame de gypse entre nicols croisés pour déterminer le signe de la biréfringence et un compensateur de Babinet monté sur le microscope polarisant, pour en mesurer la grandeur. Nous ne pouvons que signaler ses conclusions, qui constituent une véritable théorie de la constitution des gelées et son application à l'examen de certains phénomènes vitaux :

1. Une gelée liquide est constituée par des cellules d'écume invisibles à cloisons liquides. Une gelée figée est formée de cellules d'écume invisibles à cloisons solidifiées.

2. Des fragments de gelées liquides se réunissent comme les flocons d'écume de la mousse de savon. Des fragments de gelées figées ne se réunissent pas.

Biréfringence de gelées de gélatine par flexion ou extension. — 3. En

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 535 ; 1902 ; — II, p. 366 et 812 ; 1903 ; — III, p. 466 ; 1904.

(2) Sur cette question, voir Drude, *Winkelmanns Handbuch der Physik*, t. II. 1er fasc., p. 741 ; 1904 ; — Schwedoff, *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 49 ; 1892 ; — Almy, *Phil. Mag.*, t. XLIV, p. 501 ; 1897 ; — Hill, *ibid.*, t. XLVIII, p. 489 ; 1899 ; — Natanson, *ibid.*, II, p. 469 ; 1901.

refroidissant une solution chaude de gélatine, on obtient une gelée monoréfringente, constituée par des cellules d'écume invisibles à parois liquides formées d'un liquide huileux très visqueux.

4. Des prismes de cette gelée deviennent biréfringents quand on les fléchit. La biréfringence est, comme pour le verre fléchi, positive dans les régions dilatées, négative dans les régions comprimées, avec axe optique parallèle à la direction d'extension ou de compression. Elle augmente avec l'âge de la gelée, la dilatation et la concentration; à dilatation égale, des prismes fléchis ou tirés montrent à peu près la même biréfringence.

5. A dilatation égale, la biréfringence du verre à glaces est 400 ou 200 fois plus forte que celle des gelées à 10ou 20 0/0 fléchies. L'élasticité du verre est 2 millions de fois plus grande que celle des gelées à 10 0/0.

6. Pour la même dilatation, des régions différentes de la même gelée peuvent montrer des biréfringences différentes, suivant le nombre des cloisons d'écume invisibles, qui ont pu se séparer pendant la formation de la gelée par refroidissement.

7. Dans une atmosphère saturée de vapeur d'eau, des prismes de gelée se contractent lentement pendant des journées, et montrent dans les couches externes une biréfringence négative avec axe optique normal à la surface. La température de la gelée humide s'élève vraisemblablement au-dessus de la température ambiante, grâce à une oxydation lente, comme cela a lieu pour le foin humide.

Biréfringence des gelées pendant leur gonflement ou leur contraction. — 8. Des prismes, des sphères et des cylindres de gelée qui se gonflent dans l'eau montrent dans la couche externe une biréfringence positive temporaire, et tout à côté, à l'intérieur, une biréfringence négative temporaire, à axe optique normal à la surface.

9. Dans un compensateur de Babinet, la frange centrale, normale à la surface de la gelée qui se gonfle, montre une ondulation en saillie à l'endroit où la dilatation est positive, et un creux là où la dilatation est négative. La saillie et le creux augmentent d'abord, puis avancent vers l'intérieur, s'aplatissent et s'étalent, et disparaissent finalement, comme les ondes d'une cuve remplie d'eau. Mais le phénomène ne dure que quelques secondes ou quelques minutes dans l'eau, tandis qu'il peut se prolonger quelques heures ou quelques jours avec la frange du compensateur. Il disparaît plus vite dans les masses minces que dans les masses épaisses.

10 et 11. Pendant la contraction dans l'air, l'alcool, la glycérine, la biréfringence est négative à l'extérieur, positive à l'intérieur, avec l'axe optique normal à sa surface, et toujours temporaire. Les phénomènes sont inverses des précédents aussi bien avec le gypse (8) qu'avec le compensateur (9).

12. Quand on alterne le gonflement et la contraction, la biréfringence positive de la gelée change de signe en passant par zéro, et inversement.

13. Une sphère de gelée se transforme en un sphéro-cristal à axe optique normal à la surface, et positif quand elle se gonfle dans l'eau, négatif quand elle se contracte dans l'air, l'alcool ou la glycérine. Quand elle passe du gonflement à la contraction, elle constitue un sphéro-cristal positif entouré d'un négatif, et inversement.

14. Des sphères de gelée comprimées parallèlement à un diamètre se transforment en un ellipsoïde à biréfringence négative et axe optique parallèle à la direction de la pression. Si l'on comprime dans l'azimut 45°, la croix noire se transforme en hyperboles noires, qui s'écartent de plus en plus dans la direction de la pression, quand celle-ci augmente. Si l'on comprime dans les azimuts 0 ou 45° une sphère changée en sphéro-cristal fortement positif, les quadrants séparés par les branches de la croix ou de l'hyperbole conservent leur coloration. La déformation et la biréfringence produites par la pression cessent avec elle.

15. Des cylindres qui se gonflent ou se contractent se comportent comme les sphères.

16. Les cylindres, les prismes et les sphères dont la teneur en eau reste constante plusieurs jours se déforment sous leur poids, tandis que les cloisons d'écume liquides et très visqueuses coulent lentement en se rejoignant ou en s'écartant les unes des autres.

17. Au voisinage de bulles d'air, les gelées qui se gonflent ou se contractent montrent la même biréfringence positive ou négative à axe optique normal à la surface des bulles d'air que les sphères de gélatine dans l'air.

18. Mêmes apparences en général lorsque les gelées sont enfermées dans de courts tubes de verre, là où la surface n'est pas en contact avec le verre. A l'intérieur, la biréfringence est contraire à celle de l'extérieur. Il peut y avoir à l'intérieur plusieurs régions à biréfringence alternée.

19. La grandeur et la marche de la biréfringence temporaire

dépendent de la vitesse du gonflement ou de la contraction ; la grandeur croît avec cette vitesse.

20. Les gelées qui perdent ou absorbent de l'eau avec une lenteur suffisante ne sont pas biréfringentes.

21. La viscosité des cloisons huileuses et la biréfringence des gelées sont modifiées par les masses d'air, d'alcool, de glycérine ou de benzine qui, pendant le gonflement ou la contraction, se dissolvent différemment dans la solution A plus concentrée (cloisons) et dans la solution B plus étendue (intérieur des cellules).

22. Le gonflement et la contraction peuvent occasionner dans les gelées une dilatation et une biréfringence 4 à 6 fois plus forte que la flexion, l'extension ou la pression.

23. Les gelées dont les cloisons se solidifient quand elles sont en état de dilatation, et leurs fragments, restent définitivement biréfringentes.

Biréfringence des gelées. — 24. Des biréfringences analogues, avec axe optique normal à la surface, dues à un gonflement ou à une contraction assez rapides, ont été observées sur toutes les gelées, notamment :

a) Des solutions colloïdales coagulées, silice, hydrate ferreux, albumine, amidon, tanin, gomme arabique. (La gelée de gomme adragante, qui acquiert par la pression une biréfringence positive, devient également positive en se contractant.)

b) Les précipités gélatineux dont les parois d'écume sont pendant un temps plus ou moins long formées d'un liquide huileux visqueux, tels que le carbonate et le phosphate de calcium, le ferrocyanure de cuivre, le trisulfure d'arsenic, le soufre, la gelée de savon et la myéline (1).

c) Des gelées de solutions aqueuses de sulfates de manganèse, d'aluminium, d'ammonium ou de zinc auxquelles on a ajouté de l'alcool.

d) Des éclats de cristaux de chabasie, de heulandite et de silicates analogues qui se gonflent ou se contractent (2).

---

(1) Figures spéciales, formées de filaments en forme de tubes contournés de grosseurs différentes, et de zébrures arrondies, observées pour la première fois et ainsi nommées par Virchow. On les obtient en faisant agir sur le porte-objet du microscope des solutions aqueuses alcalines sur l'acide oléique ou des huiles contenant cet acide.

(2) Par mouillage ou dessiccation.

25. Le passage continu de l'état de sphéro-cristal ou de gelée à cloisons d'écume invisibles au même état avec cloisons visibles, et la modification continue du phénomène de biréfringence avec la silice, l'albumine β, le carbonate de calcium et le trisulfure d'arsenic, confirment l'opinion qui envisage les gelées liquides ou figées comme des masses d'écume avec cloisons liquides ou solides.

26. Les sphères de gelée qui, entre nicols croisés, montrent les spirales d'Airy, sont formées de tubes tordus disposés radialement, le sens de la torsion étant opposé dans les deux hémisphères contigus.

Viscosité et biréfringence des liquides et des solides. — Résidu d'élasticité. — 27. L'extension et la compression rendent biréfringents les liquides visqueux, comme les corps solides, et l'axe optique est parallèle à la direction de l'action mécanique. Mais la biréfringence est temporaire et disparaît au bout d'un certain temps, le *temps de relâchement* ou de *relaxation*, quand les tensions développées dans le liquide par l'action mécanique se sont égalisées. Elle disparaît d'autant plus lentement que la dilatation et la viscosité sont plus grandes.

Le temps de relâchement, qui croît avec la grandeur de la dilatation, dépend aussi des dilatations et de la viscosité des couches liquides voisines. Il doit varier ainsi que la biréfringence observable, avec la distribution des dilatations dans ces couches, leur vitesse d'établissement et la durée de leur action.

Les solides sont des liquides dont la viscosité et le temps de relâchement sont considérables. Le temps de relâchement est relativement petit pour de petits déplacements des particules ; il devient énorme (infini) dès qu'il s'est produit une dilatation ou une contraction permanentes. C'est ce qui a lieu dès que les déplacements des particules ne sont plus extraordinairement petits. Le temps de relâchement et le résidu d'élasticité dépendent de la grandeur de ces déplacements et de la vitesse avec laquelle ils se produisent en un point déterminé et dans son voisinage, comme du rayon d'action des forces moléculaires.

La grandeur de l'élasticité et de la tension superficielle dans les liquides visqueux et les solides dépend des forces moléculaires.

28. L'élasticité résiduelle détermine dans les solides les mêmes changements de forme et de dimensions que dans les liquides visqueux. Dans les solides, elle doit également dépendre des dilatations

des couches voisines et de la rapidité avec laquelle elles se sont produites. Les phénomènes d'élasticité résiduelle sont donc les mêmes.

29. La biréfringence des liquides visqueux correspond à celle que développe dans les solides une dilatation permanente (positive ou négative) obtenue par allongement ou raccourcissement.

30. L'eau est un liquide de viscosité très faible et dont le temps de relâchement est extrêmement court. Entre les corps solides et l'eau il y a tous les intermédiaires possibles, toutes les valeurs possibles de la viscosité et du temps de relâchement.

31. Dans les vieilles solutions colloïdales d'hydrate ferrique, le temps de relâchement est de quelques secondes; dans la solution de gélatine, il varie, selon la concentration, de dix minutes à une heure ou davantage.

Cellules d'écume fermées et ouvertes. — 32. Les cellules d'écume closes d'une gelée ne peuvent augmenter de volume et se gonfler que si l'eau se diffuse dans l'intérieur à travers leurs parois liquides. Des parois solides ne laissent pas passer l'eau et se rompent même pour une valeur modérée de l'augmentation de volume de leur contenu.

33. L'eau absorbée pendant le gonflement ou abandonnée pendant la contraction des gelées par le liquide huileux A des cloisons, pauvre en eau, et le liquide B de l'intérieur, riche en eau, est en grande partie de l'eau de dissolution.

34. Dans une mousse ou une gelée, les cellules d'écume closes, visibles ou invisibles, se gonflent ou se contractent beaucoup plus vite au bord que dans l'intérieur, et d'autant plus vite que les cloisons sont plus minces.

35. Puisque les cellules d'écume ne peuvent se dilater librement qu'au bord des gelées, les cloisons visqueuses appartenant aux couches extérieures sont distendues parallèlement aux normales à la surface, pendant le gonflement, et prennent une biréfringence positive temporaire. En même temps les cellules gonflées exercent une pression sur le liquide visqueux de l'intérieur et lui donnent une biréfringence négative temporaire, avec axe optique normal à la surface de la gelée.

Inversement, pendant la contraction, le volume des cellules diminue dans les couches externes; le liquide visqueux des parois est, dans ces couches, raccourci parallèlement aux normales à la surface, et acquiert une biréfringence temporaire négative, tandis qu'il est

dilaté dans l'intérieur et devient positif, l'axe optique toujours normal à la surface.

La biréfringence disparaît dès que les dilatations positive et négative du liquide visqueux des cloisons se sont égalisées.

36. La direction du gonflement ou de la contraction maximum coïncide avec celle de la dilatation maximum des cloisons visqueuses ou de l'axe de la biréfringence, aux divers points des gelées liquides.

37. Si l'intérieur des cellules d'une gelée liquide contient aussi un liquide très visqueux — ce qui peut arriver particulièrement pendant la contraction — ce liquide peut lui-même être dilaté temporairement et devenir biréfringent. La biréfringence des cloisons et celle de l'intérieur des cellules invisibles se superposent ou s'ajoutent.

38. Si les cloisons se figent pendant qu'elles sont dilatées, elles restent dilatées d'une manière permanente, et la gelée conserve sa biréfringence. Une biréfringence persistante prouve que les cloisons sont solidifiées. Peut-être l'intérieur l'est-il aussi.

39. S'il y a des cellules ouvertes dans la gelée, le gonflement, la contraction, la dilatation et la biréfringence sont moindres, toutes choses égales d'ailleurs.

40. Dans les couches minces de gelées, le volume des cellules closes peut varier facilement, par absorption ou perte d'eau, dans la direction de la normale à la surface. Les cloisons liquides, allongées ou raccourcies dans cette direction, deviennent biréfringentes; les couches internes, à dilatation et biréfringence contraires, manquent.

41. Dans les minces couches de gelée, les longues cellules closes se raccourcissent et deviennent plus épaisses en augmentant de volume. La couche entière s'élargit et s'amincit dès que la direction de la longueur des cellules coïncide avec la normale à la surface. L'inverse a lieu pendant la contraction. La variation de forme doit être d'autant plus grande que la variation de la teneur en eau est plus rapide et que le liquide des cloisons est plus visqueux.

Biréfringence des substances organisées. — 42. Les membranes végétales et les tissus animaux sont des masses d'écume gonflées ou contractées, ou des gelées avec cellules d'écume visibles ou invisibles.

43. Dans les substances organiques à biréfringence permanente, les parois de ces cellules se sont solidifiées dans l'état de dilatation.

44. Les membranes végétales offrent une biréfringence positive ou négative à axe optique normal à la surface, conformément à cette

manière de voir. Dans la même cellule, on peut voir côte à côte des régions positives et négatives [Schwendener ([1])].

45. Les tissus animaux, comme les formations cornées, sont de même tantôt positifs, tantôt négatifs [V. v. Ebner ([2])].

46. Dans les organes végétaux et les tissus animaux, la direction de gonflement maximum coïncide avec l'axe de la biréfringence [Schwendener ([3]), Engelmann ([4])].

47. Dans les minces fibrilles des fibres musculaires on voit alterner des couches transversales minces de substance monoréfringente et de substance biréfringente. Pendant la contraction du muscle, les couches biréfringentes se gonflent, tandis que les couches monoréfringentes se contractent d'autant (Engelmann).

Les cellules d'écume closes des gelées qui se gonflent et se contractent ont aussi des parois liquides dans les deux sortes de couches transversales.

Les longues cellules closes et invisibles des couches transversales minces biréfringentes ont leur longueur parallèle à celle des fibres musculaires; elles se raccourcissent et s'épaississent en gonflant, et occasionnent ainsi la contraction du muscle. Le liquide visqueux des cloisons est alors tiré, et devient temporairement biréfringent, positif ou négatif, avec axe parallèle à la direction d'extension.

Dans les cloisons des couches transversales à biréfringence permanente, il y a un empilement de minces lamelles de gelée figée à cellules ouvertes et parois solides biréfringentes. Il est recouvert et rempli du liquide pauvre en eau et visqueux des cloisons.

48. Quand la déformation des cellules d'écume augmente du fait du gonflement, les parois biréfringentes dirigées suivant leur longueur tendent de plus en plus à se placer en position croisée; la biréfringence des couches transversales paraît plus faible.

Cette diminution de la biréfringence dans la partie solide et son accroissement dans la partie liquide des cloisons d'écume se superposent, et expliquent les variations constatées par von Ebner dans la biréfringence des muscles qui se contractent.

P. Lugol.

(1) *Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin*, 1887.
(2) *Anisotropie*, 1882.
(3) *Loc. cit.*
(4) *Über der Ursprung der Muskelkraft.* — Leipzig, 1893.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

1er semestre 1904.

J. BOUSSINESQ. — Rationalité d'une loi expérimentale de M. Parenty pour l'écoulement des gaz par les orifices. — P. 29.

La formule donnée par de Saint-Venant et Wantzel, pour l'écoulement de l'air à travers des orifices non capillaires, permet de retrouver les résultats obtenus expérimentalement par M. Parenty [1] dans l'étude de l'écoulement des gaz et de la vapeur d'eau.

A. GUILLEMIN. — Sur l'osmose. — P. 38 et 802.
PONSOT. — Remarques sur cette note. — P. 356.

L'auteur fait l'hypothèse que la tension d'expansibilité d'un liquide, c'est-à-dire sa tendance à émettre de la vapeur, va en croissant à mesure qu'on descend dans les couches plus profondes, proportionnellement à $\log \frac{F}{F'}$, F et F′ étant les tensions de vapeur du solvant et de la solution à la hauteur de la couche liquide considérée. Il y a alors équilibre quand la tension d'expansibilité est la même de chaque côté de la paroi uniperméable. L'auteur est en désaccord avec M. Ponsot en ce qu'il pense que l'eau ne traverse pas, à l'état de gaz, la paroi qui joue alors le rôle d'un gaz, mais à l'état d'hydrate solide dissociable, se faisant d'un côté, se défaisant de l'autre, jusqu'à ce que la tension de dissociation soit équilibrée par la tension d'expansibilité du liquide pur et de la solution.

TH. MOUREAUX. — Sur la valeur absolue des éléments magnétiques au 1er janvier 1904. — P. 40.

Station du Val-Joyeux.

Éléments	Valeurs absolues	Variations séculaires
Déclinaison occidentale.....	15° 2′ 19	— 4′ 88
Inclinaison	64° 54′ 9	— 0′ 3
Composante horizontale....	0,19682	— 0,00030
Composante verticale.......	0,42044	— 0,00074
Composante nord..........	0,19008	— 0,00022
Composante ouest..........	0,05106	— 0,00035
Force totale..............	0,46423	— 0,00079

(1) C. R., t. CXIII, p. 184.

PIERRE DAVID. — Sur la stabilité de la direction d'aimantation dans quelques roches volcaniques. — P. 41.

L'auteur a vérifié que les roches volcaniques de la région du Puy-de-Dôme, dont M. Brunhes et lui ont signalé l'aimantation[1], ont conservé leur direction d'aimantation pendant une période d'au moins 2000 ans.

TEISSERENC DE BORT. — Sur la décroissance de température avec la hauteur dans la région de Paris d'après cinq années d'observations. — P. 42.

D'après les résultats des sondages aériens par ballon-sonde, la décroissance moyenne de température est faible dans les couches basses où elle présente, à une hauteur variable avec la saison, un minimum. La portion de l'atmosphère comprise entre 6 et 11 kilomètres paraît soumise surtout à la décroissance adiabatique; puis, vers 11 kilomètres en moyenne, la température cesse de décroître. Voici quelques chiffres, relatifs aux moyennes d'hiver et d'été :

Sol...........	+ 1°9	+ 13°
2000 mètres...	— 1,4	+ 7,3
4000 — ...	— 10,9	— 2,7
6000 — ...	— 23,7	— 14,8
10000 — ...	— 54	— 45,3
12000 — ...	— 57,9	— 52,7
14000 — ...	— 55,5	— 51,3

MESNAGER. — Sur un procédé pour la comparaison des épaisseurs. — P. 76.

L'auteur utilise les franges de superposition de Pérot et Fabry en employant comme compensateur, au lieu d'une lame d'air comprise entre deux glaces demi-argentées, une lame de quartz parallèle à l'axe, dont les faces forment le même angle que les glaces. La lame placée entre nicols parallèles donne les mêmes franges que les glaces, mais 218 plus larges pour la raie E, par exemple. Le dispositif absorbe moins de lumière et évite les confusions dues aux réflexions multiples que donnent les lames demi-argentées.

---

(1) *C. R.*, 15 juillet 1901 et 7 décembre 1903.

E. VARENNE et L. GODEFROY. — Sur les applications du chronostiliscope E. Varenne. — P. 79.

L'appareil est une espèce de flacon de Mariotte portant deux repères et terminé à la partie inférieure par un tube capillaire vertical. Il permet l'évaluation de certaines constantes physiques, en particulier le coefficient de frottement intérieur et la tension superficielle des liquides.

R. PAILLOT. — Action du bromure de radium sur la résistance électrique du bismuth. — P. 139.

Les radiations émises par le bromure de radium diminuent la résistance électrique d'une spirale de bismuth. L'action est sensiblement instantanée ; elle ne varie pas avec le temps, mais diminue rapidement avec la distance, jusqu'à s'annuler pour une distance de 1 centimètre.

J. RICHARD. — Sur un cinémomètre différentiel intégral. — P. 140.

L'auteur présente un appareil qui enregistre les variations de vitesse qui se produisent dans la marche des manivelles.

A. HOLLARD. — Influence de la nature physique de l'anode sur la constitution du peroxyde de plomb électrolytique. Application à l'analyse. — P. 142.

Le peroxyde de plomb qui se dépose sur une anode de platine platiné dans une solution saline de plomb est accompagné d'une quantité notable de superoxydes, variable avec la concentration du bain. Avec une anode en platine dépoli par un jet de sable, il y a aussi une quantité notable de superoxydes, indépendante de la concentration. Cette dernière anode doit donc être employée en analyse.

J. DUCLAUX. — Sur les solutions colloïdales. — P. 144, 571, 809.

Les colloïdes n'ont jamais une composition simple et invariable : ce sont des complexes renfermant à la fois des radicaux électropositifs et électronégatifs, dans des proportions qu'on peut faire varier d'une façon continue avec la condition que la somme des valences

d'un signe égale la somme des valences de l'autre signe. La composition chimique du colloïde change si on ajoute au liquide qui le tient en suspension une substance quelconque, et la coagulation est un simple phénomène de déplacement chimique, de substitution, aux radicaux composant le colloïde, de ceux du sel précipitant, ce qui permet l'analyse complète du colloïde. Chaque radical acide a donc un pouvoir précipitant, c'est-à-dire qu'il en faut une quantité déterminée pour amener la coagulation d'un volume donné de colloïde et ce pouvoir est beaucoup plus grand pour les acides à radicaux divalents ou trivalents que pour les acides à radicaux monovalents.

V. HENRI et A. MAYER. — Étude sur les solutions colloïdales. Application de la règle des phases à l'étude de la précipitation des colloïdes. — P. 757.

La règle des phases peut s'appliquer aux colloïdes considérés comme formant une seule phase, et permet d'étudier et de classer systématiquement les conditions de précipitation de toute une série d'entre eux.

H. BECQUEREL. — Sur la lumière émise spontanément par certains sels d'uranium. — P. 184.

Certains sels d'uranium (sulfate, chlorure double d'uranyle et de potassium) sont spontanément lumineux dans l'obscurité, et l'intensité de la lumière émise paraît demeurer indéfiniment constante, ce qui n'avait été reconnu jusqu'ici que pour le polonium et le radium. La luminosité semble due à la phosphorescence excitée sur le sel actif lui-même par le rayonnement qu'émet la molécule d'uranium qu'il contient. Le spectre présente les deux bandes lumineuses les plus fortes du spectre de phosphorescence du sulfate d'uranyle et de potassium et l'intensité est 20000 fois plus faible que celle de la lumière émise par le chlorure de radium.

A. PONSOT. — Sur une loi expérimentale du transport électrique des sels dissous. — P. 192.

Du travail de M. Chassy [1], l'auteur tire les deux lois suivantes : Dans l'électrolyse d'un mélange de sels d'un même acide dont l'un

[1] Thèse de doctorat, 1890.

est électrolysé, le nombre total des molécules transportées ne dépend que de la nature et de la concentration du sel électrolysé. Il est indépendant de la présence des sels non électrolysés et de leur concentration.

Quand il y a deux sels électrolysés, le nombre total des molécules transportées dépend de la nature de ces sels, de leur concentration, de la fraction d'équivalent électrolysée pour chacun d'eux. Il ne dépend pas des sels non électrolysés et de même acide ajoutés aux deux précédents.

C. CHABRIÉ. — Sur le principe d'un appareil d'optique destiné à obtenir de très forts grossissements. — P. 265, 349, 560, 799.

Si l'on considère un cône de cristal dont le sommet est dirigé vers un objet lumineux circulaire, situé dans un plan perpendiculaire à l'axe du cône, l'image de cet objet sera une portion de plan comprise entre deux cercles concentriques, de centre sur l'axe. Elle est très amplifiée, mais déformée. Il est possible, du reste, de rétablir sur un dessin les objets représentés dans leurs rapports réels. Comme la distance des images de deux points varie suivant qu'ils sont placés sur un même cercle ou sur un même rayon, il faudra, pour examiner une région de l'objet, l'amener à se trouver sur une portion de cercle.

C'est sur ce principe qu'est construit le diastoloscope, formé de deux cônes circulaires placés sur deux montures pouvant glisser l'une dans l'autre et qui s'adapte à la place d'un oculaire de microscope. Il peut grossir 5 à 6000 fois et la clarté de l'image obtenue est beaucoup plus grande que celle donnée par un microscope à fort grossissement. L'appareil permet facilement la mesure des déplacements des objets lumineux.

H. DESLANDRES. — Loi générale de distribution des raies dans les spectres de bandes. Vérification précise avec le 2e groupe de bandes de l'azote. — P. 317.

En général, chaque bande, exprimée en nombre de vibrations, est divisible en séries de raies enchevêtrées, chaque série étant telle que les intervalles successifs sont en progression arithmétique. Les raisons des séries sont égales ou très voisines. Avec certaines bandes

et celles du deuxième groupe de l'azote, les différences entre les positions des raies calculées et mesurées sont toutes inférieures à la raison; parfois même l'écart moyen est au plus égal à l'erreur de pointé.

D'ARSONVAL. — Nouveau dispositif électrique permettant de souffler l'arc de haute fréquence.

D'ARSONVAL et GAIFFE. — Dispositif de protection pour sources électriques alimentant les générateurs de haute fréquence. — P. 323 et 325.

Le dispositif consiste à forcer le courant utilisé à souffler lui-même l'arc qui tend à se produire entre les boules de l'éclateur, en plaçant, en outre du circuit d'utilisation, deux condensateurs en tension réunis aux boules de l'éclateur. De même les sources électriques alimentant les générateurs de haute fréquence sont protégées en intercalant entre le transformateur et l'éclateur deux résistances communiquant d'un côté avec les bornes de l'éclateur et de l'autre avec les armatures intérieures de deux condensateurs en tension, armatures réunies aux bornes du transformateur.

DE WATTEVILLE. — Sur les spectres des métaux alcalins. Sur le spectre de l'arc. — P. 346 et 485.

L'étude spectroscopique de la flamme du mélange de gaz d'éclairage et d'air chargé de sels alcalins (K, Na, Li) par la méthode du pulvérisateur montre (si on a une image de toute la flamme) que le spectre est divisé longitudinalement en trois bandes parallèles. Dans la région inférieure (cône bleu), on trouve toutes les raies du métal avec le spectre de bandes du carbone. A la limite supérieure de la bande moyenne, on voit s'arrêter les cinq groupes de quatre raies extrêmement voisines qui appartiennent aux deux séries secondaires du potassium, ainsi que le spectre continu accompagnant le spectre de lignes du métal. La troisième région horizontale, qui correspond aux parties les plus hautes de la flamme, ne contient que les fortes raies de la série principale se détachant sur un fond complètement obscur. Il est donc possible que, dans chaque région, il y ait un état physique ou chimique particulier du métal. Les différences peuvent être d'ordre purement chimique. C'est ainsi, par exemple, que l'arc alternatif présente aussi des spectres différents correspondant cha-

cun à une phase de l'arc. Une raie très forte, lorsque l'arc atteint son maximum, est à peine visible lors du minimum, tandis qu'une raie faible ne change pas d'intensité.

GUTTON. — Sur l'effet magnétique des courants de convection [1]. Sur l'action des champs magnétiques sur les substances phosphorescentes. — P. 352 et 568.

HEMPTINNE. — Remarques sur cette note. — P. 755.

Un écran phosphorescent peut, par une augmentation d'éclat, déceler l'existence de l'effet magnétique des courants de convection. Un champ uniforme d'intensité variable agit aussi sur le sulfure phosphorescent. M. Hemptinne est arrivé à des résultats négatifs avec du sulfure d'autre nature. Il conclut que les substances phosphorescentes, pour être sensibles à l'action du champ magnétique, doivent peut-être posséder des qualités spéciales, inconnues et à étudier.

SCHAFFERS. — Nouvelle théorie des machines à influence. — P. 354.

L'augmentation et la limitation des charges s'expliquent par la variation de capacité (conséquemment de potentiel) par unité de surface dans la rotation des plateaux.

L. FRAICHET. — P. 356.

L'auteur a vérifié la corrélation entre les variations brusques de la réluctance d'un barreau d'acier aimanté soumis à la traction et la formation des lignes de Lüders.

BROCHET et PETIT. — Sur l'emploi du courant alternatif en électrolyse. — P. 359, 419, 1095, 1421. — Sur les phénomènes de réduction produits par l'action de courants alternatifs. — P. 361.

BERTHELOT. — Remarques sur l'emploi des courants alternatifs en chimie et sur la théorie des réactions qu'ils déterminent. — P. 1131.

Dans l'action des courants alternatifs, on remarque trois faits principaux :

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 341 ; 1904.

1° Avec les électrolyses stables (acide sulfurique, sulfates, chlorates, etc., alcalins), dégagement de gaz tonnant;

2° Dans le cas où l'électrolyte est oxydable ou réductible, il y a oxydation ou réduction (oxydation de l'acide sulfureux, du sulfate ferreux, etc. Réduction de l'acide azotique, de l'alun ferrique, des azotates alcalins) ;

3° Dissolution des électrodes. Le cuivre, le platine, le fer, le zinc, le nickel se dissolvent avec la plus grande facilité dans les cyanures; le cuivre, le nickel, le cobalt se dissolvent dans les sels ammoniacaux.

Les effets varient du reste avec la température, la concentration, la densité du courant et la fréquence. Le cuivre se dissout d'autant moins que la fréquence est plus élevée ; l'inverse a lieu pour le platine. Enfin un maximum se présente pour le fer, le nickel et le cobalt.

Ces réactions peuvent s'expliquer facilement au point de vue chimique. Il y a une grande analogie entre la dissolution des métaux et l'attaque de l'argent par l'oxygène libre et le chlorure de sodium, par exemple; la différence est que l'attaque de l'argent a lieu sans le concours d'énergie étrangère, tandis que le courant peut fournir, dans les deux sens, les énergies nécessaires à la réaction.

DEBIERNE. — Sur l'émanation de l'actinium. — P. 411.

L'énergie de l'émanation, mesurée par l'effet d'ionisation dans les gaz, décroît régulièrement à partir du moment où l'émanation a été produite, suivant une loi exponentielle simple; la diminution est de moitié en 3,9 secondes. L'intensité de l'activation sur les corps solides augmente d'abord rapidement, passe par un maximum et ne diminue régulièrement qu'après un certain temps, décroissance alors identique à celle de l'énergie de l'émanation. On est ainsi amené à considérer l'émanation comme constituée par deux espèces de centres d'énergie : les uns produisent l'ionisation dans les gaz, probablement par émission de rayons Becquerel; les autres, qui succèdent aux premiers, provoquent la radioactivité induite sur les solides.

ARIÈS. — Sur les conditions de l'état indifférent. — P. 417 et 807.

M. Ariès démontre que l'état indifférent est, en principe, réalisable, quel que soit le nombre des phases en lesquelles un système est partagé.

Les courbes des états indifférents de deux systèmes dont la variance diffère d'une unité sont tangentes en tous les points marquant une température et une pression où ils sont tous deux à l'état indifférent et susceptibles de dériver l'un de l'autre par la seule suppression ou introduction d'une phase déterminée.

THOVERT. — Relation entre la diffusion et la viscosité. — P. 481.

La vitesse de la diffusion varie en raison inverse de la viscosité du liquide où elle se produit, et les coefficients de variation de la diffusion et de la viscosité avec la température sont voisins.

MARAGE. — Contribution à l'étude de l'audition. — P. 482.

Exposé des résultats des expériences faites sur les sourds-muets et les malades atteints d'otite scléreuse.

DE KOWALSKI. — Sur la décharge disruptive à très haute tension. — P. 487.

Les bornes extérieures de trois machines à courant continu, capables de donner 1 ampère sous 25000 volts et reliées en série, étaient réunies aux bornes d'un excitateur à travers une résistance liquide variable. Chaque borne de l'excitateur était reliée, en outre, avec une des armatures d'un condensateur à grande capacité. Si la résistance et la capacité sont très grandes, on a une décharge disruptive à étincelles. Au-dessous d'une résistance limite, fonction du voltage, de la capacité et de la distance explosive, on peut produire un arc. L'arc a une zone stable et une instable. Dans la zone stable, la longueur de l'arc, la chute de potentiel sur l'arc et l'intensité sont réunies par une relation linéaire. Dans la zone instable, l'arc a un aspect dissymétrique : à peu près fixe à la cathode, il va aboutir successivement et très rapidement à des points très différents de l'anode.

L'auteur a pu vérifier toutes les conséquences qu'on tire de la théorie simple du phénomène. Il a pu aussi déterminer exactement la distance explosive dans l'air entre une sphère et un disque.

VASILESCO KARPEN. — Nouveau récepteur pour la télégraphie sans fil. P. 489.

Une aiguille formée de deux parties cylindriques réunies métalliquement est suspendue entre deux armatures cylindriques verticales réunies par un circuit à gros fil de self convenable, et mises l'une à terre, l'autre en relation avec l'antenne. Les ondes portent les armatures à des potentiels différents, d'où une déviation, qui peut permettre la mesure de l'énergie transmise.

A. GUÉBHARD. — Essai de représentation de la loi du développement photographique en fonction de sa durée. — P. 491.

On peut obtenir l'inversion d'un cliché par augmentation de la durée de développement ; l'auteur donne les courbes du phénomène en fonction de la pose.

MOND et WILDERMANN. — Nouveau type perfectionné de chronographe. P. 494.

Cet instrument permet d'enregistrer simultanément les indications de deux appareils et de mesurer le temps à $\frac{1}{50}$ et même $\frac{1}{250}$ de seconde près.

CHARABOT et ROCHEROLLES. — Recherches expérimentales sur la distillation. P. 497.

Si l'on fait passer la vapeur d'un liquide dans un autre liquide moins volatil, maintenue à une température supérieure à celle à laquelle les deux substances, placées dans le même vase, entreraient simultanément en ébullition, on constate que le rapport entre les poids de ces liquides que l'on pourra condenser dans un réfrigérant est donné par :

$$\frac{P}{P'} = \frac{M\varphi}{M'h}.$$

M et M′ désignant les poids moléculaires, φ la tension correspondant à la température des vapeurs mélangées, h la pression dans l'appareil distillatoire. On augmente donc ce rapport en chauffant davantage la deuxième substance, ou en faisant le vide dans l'appareil; ces remarques sont applicables à l'entraînement de certains corps par la vapeur d'eau réalisé souvent en chimie.

V. CRÉMIEU. — Stato-voltmètre. — P. 563.

L'appareil, extrêmement ingénieux, et d'étalonnage facile, permet la mesure de tous les potentiels. Un cône métallique, suspendu à l'extrémité d'un levier, porté au potentiel cherché, peut glisser dans un cylindre concentrique relié au sol. L'autre extrémité du levier porte une bobine se déplaçant en regard d'une bobine fixe qui la repousse, si le même courant les traverse toutes deux. La mesure consiste à équilibrer l'attraction électrostatique par la répulsion électrodynamique.

GAGNIÈRE. — Aspect des étincelles données avec un interrupteur Wehnelt par le secondaire de la bobine à la fermeture et à l'ouverture du courant primaire. — P. 569.

L'auteur signale d'abord que les gaz ne se dégagent pas d'une façon quelconque autour de la tige de platine de l'interrupteur et que le phénomène lumineux aperçu se passe entre deux couches de liquide et non entre la tige et le liquide environnant.

L'examen de l'étincelle montre que l'étincelle de rupture est suivie, à une extrémité d'un trait bleu violacé, à l'autre d'un trait orangé ; celle de fermeture est plus grêle, avec les mêmes traits, mais en sens inverse. La photographie révèle de plus que les pointes ne donnent que de 4 à 600 interruptions par seconde.

RAVEAU. — Démonstration élémentaire de la règle des phases. — P. 621.

L'auteur invoque seulement les caractères expérimentaux de l'équilibre réversible des systèmes hétérogènes, équilibre déterminé par la constitution chimique globale du système, la température et la pression. Par suite, si la composition globale d'un système A est la même que celle d'un système obtenu en faisant seulement varier la

masse des phases d'un système B en équilibre, l'équilibre considéré de B est commun à A et B.

La règle des phases se déduit aussitôt de cette remarque.

PÉROT et FABRY. — Sur la mesure optique de la différence de deux épaisseurs. P. 677.

Quand le quotient des épaisseurs de deux lames diffère peu d'un nombre entier ou fractionnaire simple, l'emploi de l'interféromètre n'est pas nécessaire. Il suffit d'une lame étalon, placée à la suite des deux lames étudiées et traversée comme elles normalement par un faisceau de lumière blanche. A la position de la frange blanche sur la lame étalon, correspond une épaisseur connue, en relation directe avec la différence des deux épaisseurs à mesurer.

TISSOT. — Sur la valeur de l'énergie mise en jeu dans une antenne réceptrice à différentes distances. — P. 680.

Le bolomètre permet, par un étalonnage convenable, de mesurer en valeur absolue l'énergie reçue à une distance quelconque, et de vérifier que l'énergie reçue varie sensiblement en raison inverse du carré des distances.

P. CURIE et J. DANNE. — Sur la disparition de la radioactivité induite par le radium sur les corps solides. — P. 638 et 748.

Discussion de la loi suivant laquelle diminue en fonction du temps le rayonnement de Becquerel d'un corps solide qui, après avoir été exposé à l'émanation du radium, est soit maintenu à la température ambiante, soit porté à une température élevée. Étude de la désactivation d'un corps activé à température élevée, et essai d'explication des phénomènes observés.

PONSOT. — Démonstrations simples de la règle des phases. — Les facteurs de l'équilibre, pression capillaire et pesanteur. — P. 691 et 803.

La pression capillaire augmente de 1 la variance.

Un système de phases soumis à l'action de la pesanteur est entièrement défini, à tous les niveaux, par les $n + 2$ variables indépendantes de son sommet. Sa variance est $n + 2$.

L. BULL. — Applications de l'étincelle électrique à la chronophotographie des mouvements rapides. — P. 755.

L'auteur obtient des images équidistantes, de l'ordre de 1500 par seconde, en provoquant des étincelles à des intervalles de temps correspondant à des déplacements égaux d'une pellicule, par l'intermédiaire d'un interrupteur rotatif, monté sur le même arbre que le cylindre portant la pellicule.

G. GAILLARD. — Polaristrobométographe ou polarimètre enregistreur faisant périodiquement le point par un mouvement alternatif de l'analyseur. — P. 853.

Le dispositif est limité aux substances douées de pouvoir rotatoire, dont il enregistre les modifications dans toutes les conditions qui modifient ce pouvoir. Il utilise un polarimètre, dont l'oculaire a été supprimé et la lame demi-onde placée immédiatement avant l'analyseur, et un cinématographe. On opère en lumière violette. Une came permet d'imprimer un mouvement alternatif au système de la lame demi-onde et du polariseur, et le déplacement repéré de la lame donne sur chaque image la variation de l'angle dont on a tourné l'analyseur pour obtenir l'égalité des deux plages.

C. FABRY. — Sur les raies satellites dans le spectre du cadmium. — P. 854.

HAMY. — Sur la fixité des raies solaires. — P. 1156.

HAMY. — Sur le spectre du zinc. — P. 959.

La raie 508,6 du cadmium se présente comme un doublet lorsque de la vapeur de ce métal est illuminée par le courant électrique amené par des électrodes d'aluminium (tube de Michelson). Dans un tube sans électrodes, M. Hamy la trouve composée de 3 raies dont les intensités peuvent varier, et une trace d'air restant dans le tube sans électrode affaiblit ou fait disparaître les satellites. La condition nécessaire pour l'apparition intense des satellites est donc une pureté absolue du gaz lumineux ; le λ d'une raie complexe n'est défini que si on se place dans des conditions physiques identiques.

A propos des raies du zinc, dont il donne les principaux λ, M. Hamy constate l'accord parfait entre ses nombres et ceux de

Pérot et Fabry, et met, une fois de plus, en évidence la valeur des méthodes interférentielles.

BAUDOUIN. — Osmose électrique dans l'alcool éthylique. — P. 898.

L'auteur a étendu à l'alcool éthylique les résultats de Perrin sur l'eau (1). L'osmose électrique, tout en y étant notable, est en moyenne plus faible que dans l'eau dans les mêmes conditions. Le sens varie avec la nature des cloisons. Des traces d'électrolytes dissous peuvent avoir une grande influence et même inverser le sens. Ex. : le méthylate de K charge négativement une paroi positive ; des traces d'acide libre changent aussi le sens. Au contraire les non-électrolytes (benzine, etc.) ne troublent pas le phénomène.

G. MESLIN. — Sur la compensation des interférences et la mesure des petites épaisseurs. — P. 957.

On peut équilibrer une interférence de lame isotrope par une interférence due à la polarisation rotatoire, en compensant le retard provenant de la première lame par un retard dû à la polarisation. Mais alors la compensation ne se fait que si le rapport des épaisseurs est voisin de 15000. Comme il faudrait, dans certains cas, employer des épaisseurs trop grandes de quartz, on compense la majeure partie du retard par un quartz parallèle à l'axe, puis on complète avec un quartz perpendiculaire et on achève, si c'est nécessaire, à l'aide d'un compensateur Soleil. Cette méthode est très sensible pour mettre en évidence les petites variations d'épaisseurs, puisque l'introduction de 1 centimètre de quartz produit un déplacement correspondant pour la lame mince à moins d'un μ.

E. VAN AUBEL. — Sur quelques corps impressionnant la plaque photographique. P. 961.

La colophane, l'acide abiétique, la résine copal, la résine mastic, une solution saturée de phénol dans l'alcool absolu impressionnent, à des degrés différents, la plaque photographique. Les radiations traversent le papier noir. Une lame de cuivre les arrête. De même la chaleur détruit l'activité du baume de Canada et de la colophane.

(1) *C. R.*, année 1903.

C. GUTTON. — Action des oscillations hertziennes sur des sources de lumière peu intenses. — P. 963.

En reproduisant les expériences de Hertz sur les rayons de force électrique, avec un écran phosphorescent à la place de résonateur, on constate que, dès qu'on envoie des ondes électriques aux antennes du miroir transmetteur, le sulfure de calcium placé au foyer du miroir récepteur devient plus visible. L'augmentation d'éclat est plus grande que par l'action d'un champ magnétique. Si, de plus, on fait tourner un réseau de fils de cuivre parallèles placé entre les deux miroirs, l'éclat est minimum quand les fils sont parallèles à la direction de la force électrique et maximum quand ils sont perpendiculaires. On peut de même observer la réflexion des ondes.

Le sulfure de calcium peut être, dans toutes ces expériences, remplacé par un corps faiblement éclairé.

FAVÉ et CARPENTIER. — Sur un système d'amortisseur barbelé. — P. 965.

En disposant des fils amortisseurs radialement autour de l'axe ou du centre de rotation du mobile à freiner, on a de véritables houppes qui, intéressant un volume d'air suffisamment étendu, éteignent rapidement les oscillations de systèmes qui peuvent avoir une certaine masse. Ces amortisseurs sont utilisés pour les boussoles.

A. JACQUEROD et L. PERROT. — Sur le point de fusion de l'or et la dilatation de quelques gaz entre 0 et 1000°. — P. 1033.

DANIEL BERTHELOT. — P. 1153.

L'appareil, rempli des gaz à étudier, est une ampoule de silice reliée à un manomètre. A côté de lui, dans le même four, est placé un fil d'or fermant un circuit électrique qu'il interrompt au moment de sa fusion. Les expériences ont montré :

1° Que le point de fusion de l'or au thermomètre à azote, à une pression initiale de 200 millimètres environ, est voisin de 1067°;

2° Que les coefficients de dilatation de l'azote, l'air, l'oxygène et l'oxyde de carbone sont excessivement voisins;

3° Que la dilatation de l'acide carbonique, entre 0 et 1000°,

est un peu inférieure à ce qu'elle est entre 0 et 100°, tout en restant notablement supérieure à celle des gaz cités plus haut.

M. Berthelot ramène à l'échelle absolue les résultats des meilleures expériences sur le point de fusion de l'or. Il trouve ainsi :

D. Berthelot, 1898............	1065°,6
Holborn et Day, 1900........	1064°,3
Jacquerod et Perrot, 1904.....	1067°,4

A. GUYE et Ed. MALLET. — Sur les poids atomiques de l'oxygène et de l'hydrogène et sur la valeur probable d'un rapport atomique. — P. 1034 et 1213.

Du travail de M. Morley [1], les auteurs concluent, par une correction des moyennes, que la valeur finale est $O = 15,8787$ pour $H = 1$, ou $H = 1,00764$ pour $O = 16$. Elle se trouve reliée ainsi d'une façon très concordante aux poids du litre normal d'O (1gr,42886) et d'H (0gr,089875) ainsi qu'au rapport en volume dans l'eau (2,00249). De même ils trouvent pour l'azote $Az = 14,004$ et pour le carbone $C = 12,003$, à l'aide de la formule :

$$M = \frac{L}{1000} \frac{R + mT_c}{1 + a - b},$$

M désignant le poids moléculaire, L le poids en grammes d'un litre normal de gaz, a et b denx valeurs dépendant des constantes critiques, m une constante et R la constante des gaz parfaits.

G. LIPPMANN. — Action du magnétisme terrestre sur une tige d'acier « invar » destinée à un pendule géodésique. — P. 1073.

Il y a avantage à substituer le métal invar (acier au nickel) au laiton, tant pour le pendule à couteau que pour le pendule à réversion, l'action du magnétisme terrestre étant négligeable ou facile à corriger.

P. VAILLANT. — Sur la comparabilité des déterminations spectrophotométriques. — P. 1089.

Quand on applique le spectrophotomètre à l'étude quantitative des solutions colorées, la comparaison porte, non sur un λ, mais sur une

(1) *Zeitschrift f. phys. Chemie*, t. XX, p. 68, 242, 417, et t. XVII, p. 87.

étendue du spectre dont le minimum est de 2 à 3 $\mu\mu$. Si l'absorption n'est pas constante pour les longueurs d'onde correspondantes, et surtout si elle varie rapidement dans l'intervalle, il peut y avoir des écarts considérables entre les résultats numériques obtenus avec des instruments et des sources différentes. L'auteur donne des exemples.

B. BRUNHES. — Sur le rôle de la force centrifuge composée dans la détermination du sens de rotation des cyclones et tourbillons. — P. 1093.

Le rapport qui détermine la probabilité pour qu'un cyclone de l'hémisphère nord soit sinistrorsum ne contient, outre la latitude, qu'une seule variable : la durée de rotation du tourbillon.

Toutes les fois que la durée d'un tourbillon aérien atteint ou dépasse 5 à 10 secondes, il y a prédominance de la rotation sinistrorsum. Pour des durées de rotation bien au-dessous d'une seconde, le sens de rotation devient indifférent. De même, dans notre hémisphère, il y a prédominance de la rotation sinistrorsum dans les tourbillons d'eaux courantes de durée supérieure à 5 secondes. Il est donc légitime d'attribuer cette prédominance à la rotation terrestre.

J. BOUSSINESQ. — Pouvoir refroidissant d'un courant fluide, faiblement conducteur, sur un cylindre indéfini de section droite quelconque et d'axe normal au courant et sur un corps limité en tous sens. — P. 1134 et 1189.

Théorie complète du phénomène.

D'ARSONVAL. — Dispositif permettant de rendre identiques les tubes à rayons X. — P. 1143.

On obtient des radiographies exactement sembables comme intensité d'image et degré de pénétration en employant, avec le même tube ou des tubes différents, le même temps de pose, les mêmes constantes électriques (potentiel et intensité). L'intensité se mesure (et par conséquent peut être toujours ramenée à la même valeur) avec un milliampèremètre très sensible, type d'Arsonval.

Les images sont aussi semblables quand le produit de l'intensité par le temps de pose est constant.

P. CURIE et A. LABORDE. — Sur la radioactivité des gaz qui se dégagent des sources thermales. — P. 1151.

Les auteurs ont comparé la radioactivité des gaz qui se dégagent de diverses sources thermales avec celle du bromure de radium. La quantité d'émanation trouvée est excessivement faible. Elle diminue de moitié en quatre jours pour les gaz conservés en vase clos. Si on extrait des eaux les gaz dissous, l'activité diminue beaucoup suivant le temps écoulé entre l'extraction et la prise à la source; aussi peut-il y avoir une relation entre la perte d'activité constatée et la disparition bien connue des propriétés de certaines eaux avec le temps.

TOMMASINA. — Constatation d'une radioactivité induite sur tous les corps par l'émanation des fils métalliques incandescents. — P. 1157.

Les fils métalliques au rouge produisent une déperdition d'électricité des deux signes, la plus grande déperdition pouvant être négative ou positive, suivant le métal. La radioactivité d'un fil chauffé au rouge par le courant diminue immédiatement suivant une loi asymptotique; mais, après repos ou frottement, la radioactivité maxima reparaît. Le fil reste longtemps radioactif après cessation du passage du courant; frotté, il perd cette propriété.

Ces phénomènes proviennent de l'existence de trois émissions :

L'émission α, à charge positive, se diffusant à travers l'air suivant les lignes de force, est arrêtée par les écrans minces ;

L'émission β traverse des écrans minces de papier ou d'aluminium qu'elle charge négativement ;

Les pyrorayons γ ionisent fortement l'air, produisent la fluorescence, la décharge égale de l'électroscope, quel que soit le signe de la charge, et traversent un récipient fermé en carton, mais avec un fort amortissement.

H. PELLAT. — Explication des colorations diverses que présente un même tube à gaz raréfié. — P. 1207.

On sait que la coloration différente de la gaine cathodique et de la colonne anodique ne tient qu'à un changement dans la valeur rela-

tive des intensités de certaines raies ou de certaines bandes, et que toutes les fois que les corpuscules sont, au moment du choc avec une molécule de gaz, animés d'une très grande vitesse, la couleur de la luminescence est celle de la gaine cathodique. Or, près de la cathode, le champ est intense; les corpuscules, les primaires ou secondaires (ces derniers mis en liberté par l'ionisation de la molécule gazeuse au moment où elle est frappée) acquièrent une très grande vitesse et le choc produit la luminescence cathodique. Au contraire, près de l'anode où le champ est faible, la vitesse acquise n'atteint guère que la valeur minima produisant la luminescence, et celle-ci a alors partout la même couleur, bien différente de la première.

B. EGINITIS. — Sur l'état microscopique des pôles et les spectres des décharges. — P. 1209.

Quand les étincelles jaillissent, les bouts des pôles sont armés de points brillants pour le manganèse, le fer, le platine, le nickel, tandis que pour l'étain, l'aluminium, le plomb, etc., les étincelles paraissent provenir d'une partie très restreinte. Chacun de ces points brillants est probablement un centre d'émission de vapeurs incandescentes. Quand on augmente la self du circuit de décharge, le nombre des points passe par un maximum. On obtient du reste le même résultat par élévation artificielle de la température des pôles.

P. VAILLANT. — Sur la densité des solutions salines aqueuses considérée comme propriété additive des ions et sur l'existence de quelques ions hydratés. — P. 1211.

Dans la formation d'un électrolyte, l'union des deux ions se fait sans contraction appréciable. En général les ions sont anhydres. Les ions plurivalents ont un volume très petit et une densité très grande; les anions monovalents ont une densité voisine de 5, les cathions monovalents une densité voisine de 2. Toutefois, H, Li, Am ont une densité inférieure à l'unité.

Enfin pour certains ions, OH, F, S^2 $(Co^3)^{\frac{1}{2}}$, on est conduit à les supposer hydratés.

G. MOREAU. — Sur l'ionisation thermique des vapeurs salines. — P. 1268.

Une vapeur saline chauffée à température élevée devient ionisée. Elle est conductrice et reste conductrice jusqu'à la température ordinaire. La conductibilité, mesurée à l'aide d'un condensateur dont une armature est reliée à un électromètre, dépend du voltage du condensateur, de la concentration et de la nature du métal et de l'acide.

GUINCHANT et CHÉTIEN. — Étude cryoscopique des dissolutions dans le sulfure d'antimoine. — P. 1269.

Les auteurs ont déterminé la constante cryoscopique de l'antimoine dissous dans le sulfure d'antimoine fondu, et vérifié d'une façon satisfaisante la relation de Vant'Hoff, reliant cette constante à la température et à la chaleur de fusion.

A. et L. LUMIÈRE. — Sur une nouvelle méthode d'obtention de photographies en couleurs. — P. 1337.

La méthode est basée sur l'emploi de particules colorées (rouge orangé, vert et violet) déposées en couche unique sur une lame de verre, puis recouvertes d'un vernis convenable, et enfin d'une couche d'émulsion sensible. On expose par le dos la plaque ainsi préparée, on développe et on inverse l'image qui présente alors, par transparence, les couleurs de l'original photographié.

KROUCHKOLL. — Sur un nouveau régulateur du vide des ampoules de Crookes. — P. 1338.

On soude à l'ampoule un petit tube contenant du coton de verre. Lorsque l'anticathode s'échauffe, la chaleur qu'elle donne suffit à faire dégager un peu de gaz du coton de verre et à maintenir longtemps invariable l'état de l'ampoule.

DESLANDRES. — Sur la photographie des diverses couches superposées qui composent l'atmosphère solaire. — P. 1375.

Historique et discussion.

RAMSAY. — Émanation du radium (Exradio), ses propriétés et ses changements. — P. 1388.

L'émanation qui s'échappe du radium paraît se comporter

comme un gaz ordinaire, semblable à ceux de la famille de l'argon; elle suit la loi de Mariotte et se condense à la température de l'air liquide, tout en y possédant encore une tension de vapeur notable; elle résiste à tous les agents chimiques. Sa molécule est vraisemblablement monoatomique, le poids atomique étant voisin de 160 : d'où l'on déduit que, si un atome de radium ne fournit qu'un atome d'émanation, la vie moyenne de l'atome de radium est de l'ordre de 1100 années. La chaleur émise par 1 centimètre cube d'émanation est 3600000 fois plus grande que celle fournie par l'explosion d'un volume égal de gaz tonnant. Le spectre est semblable à celui des gaz inertes de l'air, et il est visible grâce à sa luminosité. L'émanation ayant ainsi les propriétés d'un gaz, l'auteur propose de la nommer « exradio ». Ce gaz, au bout d'un certain temps, donne de l'hélium.

ILIOVICI. — Sur une méthode propre à mesurer les coefficients de self-induction. — P. 1411.

Théorie et description de la méthode, qui permet l'emploi d'un galvanomètre quelconque, du commutateur tournant (sécohmmètre) de Ayrton et Perry, avec n'importe quelle vitesse de rotation, ou aussi du courant alternatif avec un téléphone comme appareil de zéro.

NORDMANN. — Méthode pour l'enregistrement continu de l'état d'ionisation des gaz. Ionographe. — P. 1419 et 1596.

Le gaz se trouve entre les armatures d'un condensateur; l'une est portée à un potentiel suffisant pour produire le courant de saturation; l'autre est reliée d'une part à l'électromètre, d'autre part à la terre, par l'intermédiaire d'une très grande résistance. Le calcul montre que, à chaque instant, la lecture de l'enregistrement photographique des déviations de l'électromètre permet d'avoir le nombre des ions produits dans le gaz étudié. D'où le nom d'ionographe donné à l'appareil. De même, pour connaître, par une simple lecture, à chaque instant, la déperdition d'un électroscope sous l'influence d'un gaz ionisé, on le relie d'une façon permanente par une grande résistance à une pile de voltage élevé plus que suffisante pour produire le courant de saturation et dont l'autre pôle est à la terre. Le potentiel de l'électroscope diminue sous l'influence des ions, et cette diminution permet le calcul de la déperdition. Deux feuilles d'or reliées respectivement à la pile et à l'électroscope donnent les deux potentiels.

CHENEVEAU. — Sur l'indice de réfraction des solutions. — P. 1483 et 1579.

L'auteur a étudié les indices des dissolutions aqueuses de nombreux corps à l'aide du réfractomètre Féry et mesuré les densités correspondantes à l'aide de la balance de Mohr. L'influence du corps dissous semble être une propriété atomique additive, indépendante de l'état d'ionisation et des hydrates qui ont pu se former. Il y a sensiblement proportionnalité entre la concentration C et la différence Δ entre l'indice de la dissolution et l'indice de l'eau calculé en tenant compte de son état de dilution. Si, de plus, on appelle pouvoir réfringent moléculaire le produit $Km = \frac{\Delta}{C} M$, M désignant le poids moléculaire, on arrive aux deux lois approchées suivantes :

1° La différence des pouvoirs réfringents équivalents de deux sels de bases B et B' avec un même acide est indépendante de la nature de l'acide;

2° La différence des pouvoirs réfringents équivalents de deux sels d'acides B et B' avec une même base est indépendante de la nature de la base.

BROCA et TURCHINI. — Sur les formes de l'éclairage de haute fréquence entre fils de platine de faible diamètre. — P. 1489.

On peut obtenir trois régimes de décharge très différents : d'abord, sans soufflage, l'étincelle active de haute fréquence ordinaire (décharge de première espèce) ; puis, si on chauffe légèrement un des fils en les écartant l'un de l'autre, une gaine bleuâtre se forme autour du fil chauffé (décharge de deuxième espèce). La température est peu élevée, on ne voit pas nettement au spectroscope les raies du platine, et le galvanomètre placé dans le circuit indique que le fil à gaine est cathode. Quand on chauffe un peu plus, le fil qui porte la gaine est incandescent et devient anode (décharge de troisième espèce). Le spectroscope y révèle toutes les lignes du platine.

CH. FABRY. — Sur le spectre du fluorure de calcium dans l'arc électrique. P. 1581.

La plupart des sels introduits dans l'arc ne donnent d'autre spectre que celui du métal. Pour les fluorures de Ca, Ba, Sa, on obtient en outre un très brillant spectre de bandes ; il existe donc des vapeurs

de ces fluorures, incomplètement dissociés, à la température de l'arc. Les bandes du fluorure de calcium sont représentées par des équations de la forme $N = B - Am^2$ (loi de Deslandes); dans les unes m doit être supérieur à une certaine limite, pour laquelle la bande commence brusquement, les intensités diminuant quand m augmente; pour les autres, m doit rester inférieur à une certaine limite et l'intensité diminue lorsque m diminue à partir de cette limite. Enfin les raies semblent se prolonger par un spectre continu, de sorte qu'on peut se demander si chaque raie n'est pas la tête d'une bande à raies extrêmement serrées.

A. COTTON et H. MOUTON. — Étude directe du transport dans le courant des particules ultra-microscopiques. — P. 1584 et 1692.

L'appareil destiné aux recherches sur les objets ultra-microscopiques [1] sert à examiner et à mesurer le déplacement des granules des colloïdes soumis à l'action d'un courant continu arrivant à deux électrodes formées de deux bandes de platine de quelques microns d'épaisseur, placées sur la lame porte-objet. On constate deux phénomènes superposés :

1° Le mouvement de déplacement des particules dans le liquide, le plus souvent vers l'anode, quelquefois vers la cathode [hydroxyde de fer, émulsion de mastic avec une proportion convenable d'une couleur basique d'aniline (rouge neutre), etc.], la vitesse de ce déplacement variant de 2 à 4 μ par seconde pour une chute de 1 volt par centimètre;

2° Le mouvement du liquide lui-même au voisinage des parois solides, de sens inverse (osmose électrique).

Si l'on emploie le courant alternatif, on obtient alors des mouvements oscillatoires de même période.

P. VILLARD. — Sur les rayons cathodiques. — P. 1409.

Ch. FORTIN. — Sur la déviation électrostatique des rayons magnéto-cathodiques. — P. 1594.

M. Broca a établi [2] que, dans un champ puissant, il se produit simultanément des rayons cathodiques ordinaires s'enroulant autour

[1] *C. R.*, t. CXXXVI.
[2] *C. R.*, t. CXXVI, p. 736 et 823.

du champ suivant les lois connues et une deuxième espèce de rayons qui suivent les lignes de force. Ces derniers, que M. Villard appelle magnéto-cathodiques, se produisent avec une différence de potentiel moindre que les rayons ordinaires ; leur apparition détermine une chute de tension aux électrodes, qui affaiblit et peut même supprimer les rayons cathodiques ordinaires. Ces rayons nouveaux ne sont pas électrisés. Le champ magnétique est sur eux, non seulement directeur, mais aussi moteur. Un champ électrique les dévie perpendiculairement aux lignes de force électriques, déviation que M. Fortin explique et calcule en montrant qu'ils se comportent comme le feraient des rayons cathodiques ordinaires enroulés autour des lignes de force magnétique en hélice de rayon très petit.

CHARPENTIER. — Sur les rayons N (1).
P. 450, 194, 270, 414, 520, 584, 715, 773, 832, 1163, 1283.
MEYER. — *Id.* — P. 101, 273, 520, 832, 896, 1285, 1491.
LAMBERT. — *Id.* — P. 196, 626, 1285.
BICHAT. — *Id.* — P. 329, 548, 549, 1254, 1316, 1396.
BALLET. — *Id.* — P. 524.
BAGARD. — *Id.* — P. 565, 686.
MACÉ DE LÉPINAY. — *Id.* — P. 798.
COLSON. — *Id.* — P. 1098, 1423.
BECQUEREL. — *Id.* — P. 1159, 1205, 1280, 1332, 1415, 1486, 1586.
BROCA. — *Id.* — P. 1161, 1280.
BLONDLOT. — *Id.* — P. 1394.
ROTHÉ. — *Id.* — P. 1591.
GUTTON. — *Id.* — P. 1592.

De l'ensemble de ces études, il résulte que les rayons N peuvent aussi être produits par les végétaux, les ferments solubles au cours de leur action, les plantes et les germinations placées à l'obscurité, les substances odorantes, les alcaloïdes, le chloral, les gaz liquéfiés, l'ozone, les actions chimiques accompagnées de changements physiques, les corps cristallisés, un courant électrique traversant un fil. Les rayons N_1 sont produits de même par une lampe à incandescence où ne passe aucun courant, un tube de Geissler à hydrogène, un tube de Crookes, l'eau pure soumise à l'action des rayons N. Les larmes bataviques, les contractions ou dilatations produites par la température émettent à la fois des rayons N et N_1. L'émission se propage soit par rayonnement dans l'eau, soit par transmission, par les métaux transparents aux rayons pourvu qu'ils soient polis et ne

(1) Voir BLONDLOT, *J. de Phys.*, année 1903, p. 337, 481, 549, 551 ; année 1904, p. 5, 121, 257.

présentent pas d'angles aigus, par le verre, le bois, la ficelle imprégnée de sulfure de calcium phosphorescent. Elle est arrêtée quand le chloroforme, l'éther, l'alcool, le protoxyde d'azote et en général tous les anésthésiques agissent sur les sources de rayons. Elle est emmagasinée par le verre, l'eau salée, etc., déviée par le champ magnétique, peut subir la polarisation rotatoire magnétique.

Du reste certains corps, le sucre, l'acide tartrique, font tourner le plan de polarisation des rayons, en sens inverse en général de ce qui a lieu pour les rayons lumineux.

Les rayons N impressionnent différemment les substances phosphorescentes suivant la couleur de ces substances. Ils peuvent donner lieu, en frappant un corps, à des rayons secondaires d'indice plus grand. Ils provoquent l'excitation nerveuse, augmentent la sensibilité olfactive et auditive, augmentent la sensibilité de la vision et produisent sur une surface capable de les emmagasiner le même effet au point de vue du rayonnement qu'une compression normale à cette surface. Ils ralentissent l'action des ferments solubles, diminuent la vitesse avec laquelle la phosphorescence décroît, comme l'ont montré les photographies de M. Rothé. L'effet des rayons N_1 est en général inverse.

LE ROUX. — Des phénomènes qui accompagnent la contemplation à la chambre noire de surfaces faiblement éclairées par certaines lumières spéciales. Cas des taches de sulfure phosphorescent. Effet des anesthésiques. — P. 1413.

La contemplation d'une surface douée d'une illumination sensiblement constante peut la faire apparaître comme douée d'une illumination variable, sans qu'on puisse invoquer d'autre cause de cette apparence que le fonctionnement même de l'organe visuel. L'effet des anesthésiques est d'amoindrir et même d'éteindre complètement la perception de l'illumination.

BLONDLOT. — Sur la propriété que possèdent un grand nombre de corps de projeter spontanément et continuellement une émission pesante. — P. 1473. — Action des forces magnétique et électrique sur l'émission pesante : entrainement de cette émission par l'air en mouvement. — P. 1676.

Un disque métallique placé au-dessus, même à plusieurs mètres, d'une plaque de sulfure phosphorescent en augmente l'éclat.

Le disque placé au dessous ne donne d'action que s'il est très près.

Cette expérience et d'autres analogues prouvent que la matière fournit une émission pesante, capable de traverser une feuille de papier ou de carton, même une planche de 2 centimètres d'épaisseur, mais arrêtée presque en entier par une lame de verre. L'émission agit comme les rayons N sur une petite étincelle électrique. Les forces magnétique et électrique la dévient et les faits observés peuvent s'expliquer en admettant qu'il y a trois sortes de particules : 1° des particules non électrisées ; 2° et 3° des particules électrisées positivement et négativement.

L'air en mouvement entraîne l'émission.

WOOD. — Sur un nouveau procédé de photographie trichrome. — P. 1694.

L'avantage est qu'une fois le positif obtenu on peut en obtenir aisément des reproductions en le copiant sur une couche de gélatine bichromatée ; mais l'épreuve ne peut être observée qu'en lumière parallèle.

G. BOIZARD.

V. SCHAFFERS. — Nouvelle théorie des machines électriques à influence (Extrait des *Annales de la Société scientifique de Bruxelles*, t. XXIX, 2e partie).

La théorie des machines à influence admise encore aujourd'hui a été développée surtout par Poggendorf [1]. Elle peut rendre compte du premier établissement de la distribution électrique sur ces machines, mais elle néglige d'indiquer par quel mécanisme a lieu l'élévation du potentiel, quelles sont les causes qui le limitent et déterminent la tendance à l'inversion, quel est le rôle du conducteur diamétral et des charges qui se produisent sur les faces internes des disques.

La nouvelle théorie complète la première. Dans les machines à inducteurs fixes (Holtz, Voss, etc.), le mécanisme essentiel du fonctionnement se ramène à des variations de capacité du plateau mobile : on a affaire, en effet, à un véritable condensateur dont le plateau condenseur est l'armature, et le disque tournant est le collecteur. Partant du repos, ce plateau, dans sa rotation, s'approche de la deuxième armature qui a une charge de même signe. Le potentiel augmente, et c'est dans les régions du maximum que se

---

(1) *Ann. der Physik und Chemie*, t. CL ; 1873.

placent les pointes, qui prennent ce potentiel, diminué de la force électromotrice minima nécessaire à la production de l'aigrette. Elles chargent alors davantage les armatures, d'où augmentation du potentiel produit sur les peignes, etc. L'élévation pendant la marche s'explique donc facilement.

Ouvrons maintenant l'excitateur; les collecteurs, au lieu du potentiel nul qu'ils avaient, en prennent un de même signe que celui des armatures correspondantes, égal à celui du plateau moins la chute due à l'aigrette. Il croît avec la charge qu'apporte le plateau jusqu'à production de la décharge. Toute augmentation de la distance des boules de l'excitateur aura donc comme effet l'élévation correspondante des charges.

Mais la distribution s'altère au fur et à mesure de la charge. La région neutre, s'éloignant du peigne, s'approche de la pointe. L'influence y décroît et, si la distance des boules est trop grande pour que l'étincelle éclate, elle peut devenir nulle et même changer de signe. Tout le système se décharge, et le flux des peignes, de sens contraire alors à ce qu'il était auparavant, pourra produire l'inversion si les boules sont amenées au contact. Si la machine possède un conducteur diamétral, celui-ci s'oppose à tout renversement en maintenant à ce moment constant le potentiel des armatures. Son effet est aussi d'augmenter le potentiel des collecteurs.

Dans la 2e partie de l'ouvrage, Schaffers, après avoir rappelé les mesures galvanométriques de Rossetti(1), H. Abraham(2), Riecke (3), etc., sur les machines électrostatiques, cite les résultats des mesures qu'il a faites avec un galvanomètre Deprez-d'Arsonval, contenant dans son circuit deux interrupteurs à aigrettes, dont les pointes sont positives, et une bouteille de Lane. Il trouve que le rendement augmente en général avec le potentiel explosif, que le nombre d'étincelles de même longueur et le débit galvanométrique par tour de plateau croissent, avec la vitesse, mais non proportionnellement.

De nombreuses courbes et des indications sur les dimensions des machines, les places respectives des différentes parties et les substances à utiliser complètent l'ouvrage.

BOIZARD.

(1) *J. de Phys.*, 1re série, t. IV, p. 65.
(2) *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 409.
(3) *Wiedemann's Annalen*, t. XIII, p. 255.

SUR L'ORIGINE DES RADIATIONS ET L'INERTIE ÉLECTROMAGNÉTIQUE;

Par M. P. LANGEVIN.

I. — Je me propose de montrer ici comment l'étude de la perturbation électromagnétique produite dans l'éther, supposé immobile d'après M. Lorentz, par un mouvement donné quelconque de charges électriques ou électrons, permet de pénétrer dans le détail des phénomènes de radiation et d'inertie, d'analyser le mécanisme de la connexion qu'établissent les électrons entre la matière qui les contient et l'éther électromagnétique, dans le sens indiqué par M. Larmor[1].

Les résultats qui vont suivre ont été exposés au Collège de France il y a deux ans; j'en ai depuis retrouvé une partie dans les publications de M. Liénard et de M. Schwartzschild[2], mais je crois nécessaire de les reprendre complètement pour appeler l'attention sur leur importance et pour rendre plus clair le point de vue nouveau auquel je me suis placé.

Il semble en effet bien établi aujourd'hui que, sans parler des phénomènes purement électromagnétiques, les propriétés fondamentales de la matière, l'inertie et le pouvoir d'émettre et d'absorber les radiations, sont liées à la présence de particules électrisées en mouvement, d'électrons, dont le déplacement à travers l'éther modifie les champs électrique et magnétique définissant l'état de ce milieu.

L'inertie des électrons négatifs, des corpuscules cathodiques, paraît, d'après les expériences de M. Kaufmann[3], être tout entière d'origine électromagnétique, être due à la nécessité de créer ou de détruire pour modifier le mouvement du corpuscule, le champ magnétique que l'on sait accompagner ce mouvement. Il est tentant, pour ne pas chercher deux explications différentes d'un même phénomène, d'étendre ce résultat à toute la matière en considérant l'inertie de celle-ci comme l'inertie électromagnétique totale des électrons positifs et négatifs qui la constituent.

D'autre part, la radiation présente dans l'éther seul, à grande distance de sa source, peut se décomposer en ondes planes perpendiculaires à la direction suivant laquelle elles se propagent avec la vitesse

(1) J. LARMOR, *Aether and Matter*, p. 229.

(2) A. LIÉNARD, *l'Écl. élect.*, t. XVI, pp. 5, 53, 106; 1898; — K. SCHWARTZSCHILD, *Götting. Nachr. math. phys. Klasse*; 1903.

(3) W. KAUFMANN, *Götting. Nachr., math. phys. Klasse*, p. 90; 1903.

de la lumière V, et composées de deux champs électrique et magnétique transversaux, dont les directions perpendiculaires entre elles sont contenues dans le plan de l'onde ; ces deux champs représentent toujours des énergies égales par unité de volume du milieu ; de sorte que la propagation d'une telle onde ne correspond à aucun échange d'énergie entre les deux champs, à aucune oscillation de l'énergie rayonnée entre les formes électrique et magnétique.

Un semblable échange d'énergie n'est possible qu'en présence de matière, par l'intermédiaire des centres électrisés qui la constituent et qui agissent en quelque sorte comme catalyseurs, comme agents nécessaires, mais non modifiés par la transformation. Autrement dit, *la matière peut seule être source de radiations.*

II. — Il est donc important, à ce double point de vue de l'origine électromagnétique et des limites de validité des lois de la Mécanique, d'une part, et de tous les phénomènes de rayonnement, d'autre part, de connaître sous forme aussi simple et générale que possible la perturbation électromagnétique produite par un élément de charge électrique en mouvement donné quelconque dans l'éther régi par les équations de Hertz-Maxwell.

Les potentiels électrique (Ψ) et vecteur (F, G, H) dont dépendent les deux champs qui constituent cette perturbation ont été donnés par M. Lorentz[1] sous une forme très simple, par l'intermédiaire des potentiels retardés.

Chaque élément de charge en mouvement donné détermine par sa position O et sa vitesse à l'instant $t-\theta$ les deux potentiels à l'instant t sur une sphère S ayant pour centre le point O et pour rayon r le chemin $V\theta$ parcouru par la lumière pendant le temps θ.

Autrement dit, pour avoir à l'instant actuel t les expressions des deux potentiels en un point P du milieu (*fig.* 1), de coordonnées x, y, z, on doit supposer qu'une sphère S' de rayon variable $r = V\theta$ part du point P pour remonter le cours du temps en balayant tout l'espace à partir de ce point ; les potentiels actuels au point P dépendent de ce qui se trouvait sur chacune de ces sphères à l'instant correspondant, $t-\theta$. On devra donc, en un point O d'une de ces sphères de coordonnées ξ, η, ζ, considérer ce qu'étaient à l'instant $t-\theta$ la densité ρ des charges électriques et les composantes ξ', η', ζ' de leur vitesse à travers l'éther.

---

(1) H.-A. Lorentz, *Arch. Néerl.*, t. XXV, p. 363 ; 1892.

Soient $v = \beta V = \sqrt{\xi'^2 + \eta'^2 + \zeta'^2}$ la valeur absolue de cette vitesse, et λ l'angle que fait sa direction avec le rayon vecteur OM.

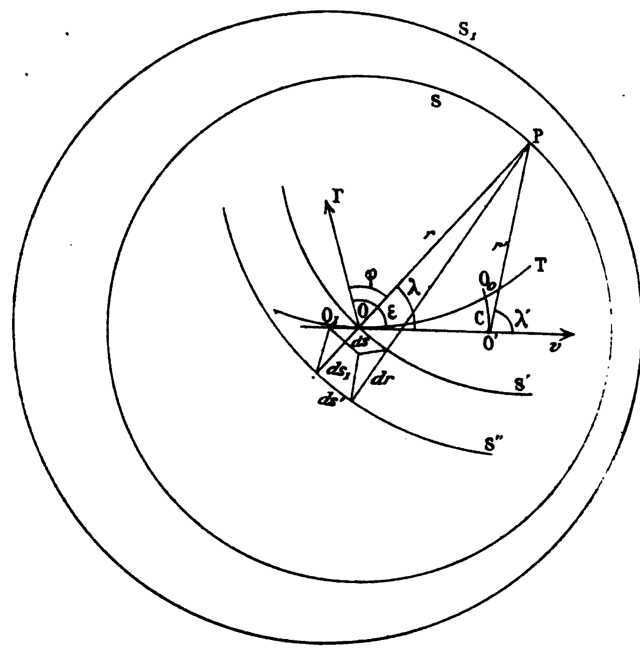


Fig. 1.

Pour un point lié à ces charges pendant leur déplacement, les quantités ξ, η, ζ, ξ', η', ζ', et les composantes ξ'', η'', ζ'' de l'accélération $\Gamma = \gamma V$ au temps $t - \theta$, sont des fonctions de cette dernière variable. La trajectoire de l'élément de charge qui passe en O à cet instant a une forme quelconque T connue ainsi que la loi du mouvement, si l'on se donne pour cet élément ξ, η, ζ en fonction de $t - \theta$.

Les valeurs de ρ et de ξ', η', ζ' ayant ainsi été déterminées en chaque point de l'espace qui entoure le point P, au moyen de la sphère mobile, les potentiels sont obtenus en étendant à cet espace les intégrales :

$$(1)\quad \Psi = \int \frac{\rho d\tau}{r}, \quad F = \int \frac{\rho\xi' d\tau}{r}, \quad G = \int \frac{\rho\eta' d\tau}{r}, \quad H = \int \frac{\rho\zeta' d\tau}{r}.$$

Il est essentiel de remarquer avec MM. des Coudres et Wiechert [1]

[1] E. Wiechert, *Lorentz Festschrift* (*Arch. Néerl.*, 2e série, t. V, p. 549 ; 1900).

que $\rho d\tau$ *ne représente pas la charge électrique contenue à un instant déterminé dans l'élément* $d\tau$. En effet, les différents points de cet élément de volume correspondent à des valeurs différentes de θ et par suite de $t - \theta$, variables avec leur distance au point P. Considérons, par exemple, un élément de volume $d\tau$ compris entre un cône infiniment délié de sommet P, découpant une surface ds sur la sphère S', cette sphère et la sphère infiniment voisine S'' distante de $dr = Vd\theta$ et correspondant par suite à l'instant $t - \theta - d\theta$:

$$d\tau = Vd\theta ds.$$

Cherchons où se trouvaient à *un même instant*, $t - \theta - d\theta$ par exemple, les charges qui occupent les divers points de l'élément $d\tau$ aux instants qui leur correspondent. Le point lié aux charges électriques mobiles, qui se trouve en O à l'instant $t - \theta$, se trouvait à l'instant antérieur $t - \theta - d\theta$ en O_1, en arrière de O de $vd\theta$ sur la direction de v.

Tous les points de ds se sont déplacés de quantités sensiblement égales et se trouvaient sur un élément ds_1, tandis que l'autre base ds' correspond tout entière à l'instant $t - \theta - d\theta$. Tous les points de $d\tau$ se trouvaient donc à *ce même instant* dans l'élément de volume $d\tau_1$ compris entre ds' et ds_1.

Les éléments $d\tau$ et $d\tau_1$ ont même base, mais leurs hauteurs diffèrent de $v \cos \lambda d\theta$, projection de $vd\theta$ sur la direction normale à la base commune, donc :

$$d\tau_1 = (V - v \cos \lambda)\, d\theta ds = d\tau (1 - \beta \cos \lambda).$$

La charge électrique vraie, présente dans le milieu à un même instant, et correspondant à l'élément $d\tau$, est donc, puisque la densité ρ change infiniment peu pendant le temps $d\theta$:

$$de = \rho d\tau_1 = \rho d\tau (1 - \beta \cos \lambda).$$

Si l'on veut par conséquent faire intervenir les éléments de la charge électrique dans les potentiels, on devra, dans les expressions (1), remplacer $\rho d\tau$ par son égal $\dfrac{de}{1 - \beta \cos \lambda}$.

Il en résulte encore que, si l'on veut calculer les potentiels produits à l'instant t, en un point P situé à *grande distance* $r = V\theta$, par rapport aux dimensions de l'électron, par un électron de charge e dont le centre parcourt une trajectoire T qui le fait passer à l'instant

$t - \theta$ au point O ($\xi\eta\zeta$) (*fig.* 1), les formules (1) deviendront :

$$(2) \quad \Psi = \frac{e}{r(1-\beta\cos\lambda)}, \quad F = \frac{e\xi'}{r(1-\beta\cos\lambda)}, \quad G = \frac{e\eta'}{r(1-\beta\cos\lambda)}, \quad H = \frac{e\zeta'}{r(1-\beta\cos\lambda)}.$$

III. — De ces potentiels, les composantes E_x, E_y, E_z, M_x, M_y, M_z, des deux champs électrique E et magnétique M au point P, se déduisent par les formules connues :

$$E_x = -\frac{\partial\Psi}{\partial x} - \frac{\partial F}{\partial t}, \qquad M_x = \frac{\partial G}{\partial z} - \frac{\partial H}{\partial y}.$$

Pour prendre les dérivées, il importe de bien remarquer comment Ψ, F, G, H, dépendent de x, y, z et de t ; on a :

$$r = V\theta = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}$$
$$r(1-\beta\cos\lambda) = r - \frac{1}{V}[(x-\xi)\xi' + (y-\eta)\eta' + (z-\zeta)\zeta'].$$

Les potentiels dépendent donc de x, y, z, soit directement au dénominateur, soit par l'intermédiaire de r ou de θ, puisque les ξ, η, ζ, ξ', η', ζ', sont des fonctions de $t-\theta$; et ils dépendent de t, soit par l'intermédiaire de ξ, η, ζ, ..., qui contiennent t explicitement, soit par l'intermédiaire de θ, qui figure dans r et dans les ξ, η, ζ.

Les dérivées intermédiaires nécessaires à connaître sont :

$$\frac{d\xi}{d\theta} = -\frac{d\xi}{dt} = -\xi'$$
$$\frac{d\xi'}{d\theta} = -\frac{d\xi'}{dt} = -\xi''$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial x} = \frac{1}{V}\frac{\partial}{\partial x}\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2} =$$
$$\frac{1}{Vr}\left\{(x-\xi) - \left[(x-\xi)\frac{d\xi}{d\theta} + (y-\eta)\frac{d\eta}{d\theta} + (z-\zeta)\frac{d\zeta}{d\theta}\right]\frac{\partial\theta}{\partial x}\right\}$$
$$\frac{\partial\theta}{\partial x}V\left\{r - \frac{1}{V}[(x-\xi)\xi' + (y-\eta)\eta' + (z-\zeta)\zeta']\right\} = x - \xi$$
$$\frac{1}{V}\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{\partial\theta}{\partial x} = \frac{x-\xi}{Vr(1-\beta\cos\lambda)}$$
$$\frac{\partial\xi}{\partial x} = \frac{d\xi}{d\theta}\frac{\partial\theta}{\partial x} = -\frac{(x-\xi)\xi'}{Vr(1-\beta\cos\lambda)}, \qquad \frac{\partial\xi'}{\partial x} = -\frac{(x-\xi)\xi''}{Vr(1-\beta\cos\lambda)},$$

puis,

$$\frac{\partial\xi}{\partial t} = \frac{d\xi}{dt} + \frac{d\xi}{d\theta}\frac{\partial\theta}{dt} = \xi'\left(1 - \frac{\partial\theta}{\partial t}\right)$$
$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = \frac{1}{V}\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{1}{Vr}\left[-(x-\xi)\frac{\partial\xi}{\partial t} - (y-\eta)\frac{\partial\eta}{\partial t} - (z-\zeta)\frac{\partial\zeta}{\partial t}\right]$$

$$V \frac{\partial \theta}{\partial t} \left\{ r - \frac{1}{V} [(x-\xi)\xi' + (y-\eta)\eta' + (z-\zeta)\zeta'] \right\} = -[(x-\xi)\xi' + (y-\eta)\eta' + (z-\zeta)\zeta']$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial r}{\partial t} = \frac{\partial \theta}{\partial t} = - \frac{\beta \cos \lambda}{1 - \beta \cos \lambda}$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\xi'}{1 - \beta \cos \lambda}, \qquad \frac{\partial \xi'}{\partial t} = \frac{\xi''}{1 - \beta \cos \lambda}.$$

Avec ces intermédiaires il est facile d'achever le calcul des deux champs, puisqu'on connaît les dérivées par rapport à x, y, z et à t de toutes les quantités qui figurent dans les expressions des potentiels vecteurs.

Tous calculs faits, les résultats peuvent s'énoncer de la manière remarquablement simple qui va nous occuper maintenant.

IV. — Chacun des deux champs E et M peut être décomposé en deux parties, dont la première, qui existe seule dans le cas d'un mouvement uniforme de l'électron, dépend uniquement de la vitesse v possédée par ce dernier à l'instant $t - \theta$.

Pour le champ électrique, cette première partie E_1 est dirigée vers la position O′ qu'occuperait l'électron à l'instant t s'il avait continué à se mouvoir depuis l'instant $t - \theta$ avec la vitesse $v = \beta V$ qu'il possédait à cet instant, de sorte que $OO' = v\theta$, O′ coïncidant d'ailleurs avec la position vraie de l'électron à l'instant actuel t, si le mouvement est rectiligne et uniforme. E_1 est donné en unités électrostatiques par :

$$E_1 = \frac{e(1 - \beta^2)}{r^3 (1 - \beta \cos \lambda)^3} \cdot O'P. \tag{3}$$

La partie correspondante M_1 du champ magnétique est perpendiculaire au plan OO′P de la vitesse v et du rayon r et a pour mesure en unités électromagnétiques, si λ' est l'angle de v avec O′P :

$$M_1 = \beta E_1 \sin \lambda'. \tag{4}$$

J'appellerai *onde de vitesse* cette première partie du champ électromagnétique ; l'ensemble de ces ondes de vitesse émises par l'électron aux différents instants qui ont précédé l'instant actuel t constitue des sphères ayant pour centres les diverses positions antérieures du mobile et s'enveloppant mutuellement si la vitesse de celui-ci n'atteint jamais la vitesse V de la lumière, cas auquel je me limiterai ici ; l'ensemble de ces ondes constitue ce que j'appellerai le *sillage* électromagnétique de l'électron, accompagnant celui-ci dans son déplacement ; nous verrons en effet que l'onde de vitesse ne corres-

pond à aucune énergie rayonnée à grande distance, puisque les deux champs E_1 et M_1 qui la composent ont des intensités diminuant en raison inverse du carré de la distance r au centre d'émission, O'P croissant comme r.

Dans le cas particulier du mouvement rectiligne et uniforme (*fig.* 2), le point O' est indépendant de l'instant antérieur $t - \theta$, puisqu'il coïncide toujours avec la position vraie O_0 du mobile à l'instant t; l'électron, actuellement en O_0, est donc accompagné, dans son déplacement uniforme à travers l'éther, par un sillage invariable dont le champ électrique est dirigé en tout point vers la position actuelle O_0 du mobile.

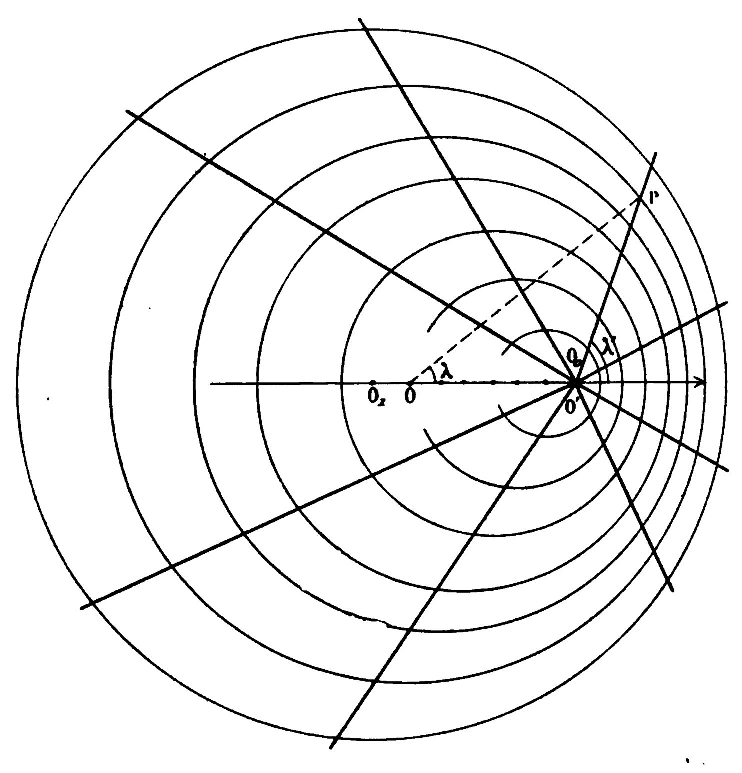


Fig. 2.

Les ondes de vitesse successives, émises seules dans ce cas aux différents instants antérieurs, composent ce sillage tout en se propageant, comme les ondes émises par l'avant d'un navire composent le

sillage qu'entraîne celui-ci ; chaque onde constitue depuis l'instant de son émission des portions successives de plus en plus éloignées du centre dans le sillage, et laisse derrière elle celui-ci identique à lui-même par rapport au mobile et entraîné par lui.

Au lieu de faire intervenir dans les valeurs de E_1 et M_1 au point P du sillage sa distance r à la position retardée O du mobile, au moment où l'onde de vitesse présente actuellement en P fut émise, on peut faire intervenir la distance $O'P = r'$, c'est-à-dire la distance de P à la position *actuelle* du mobile dans le cas du mouvement uniforme. Dans le triangle OO'P dont les côtés sont :

$$OP = r, \quad O'P = r', \quad OO' = v\theta = v\frac{r}{V} = \beta r,$$

on démontre facilement que :

$$r(1 - \beta\cos\lambda) = r'\sqrt{1 - \beta^2\sin^2\lambda'}.$$

Donc :

$$E_1 = \frac{e(1 - \beta^2)}{r'^2[1 - \beta^2\sin^2\lambda']^{\frac{3}{2}}}$$

$$M_1 = \beta E_1 \sin\lambda'.$$

Expressions bien connues et obtenues de manière toute différente(1) pour représenter le sillage qui accompagne, à grande distance par rapport à ses dimensions, une particule électrisée en mouvement uniforme dans l'éther. Le dénominateur étant minimum quand λ' est droit, c'est-à-dire dans le plan équatorial par rapport à la direction de la vitesse, il en résulte qu'à une même distance r' le champ est plus intense dans le plan équatorial que partout ailleurs ; les lignes de force électriques, radiales, ont tendance à se concentrer de plus en plus dans ce plan à mesure que la vitesse augmente. Les lignes de force magnétiques, étant donnée la direction de M_1, sont des cercles perpendiculaires à v et ayant leur centre sur OO_1.

Nous verrons plus loin comment augmente avec la vitesse l'énergie contenue dans ce sillage, origine de l'inertie que présente l'électron.

Pour trouver, dans le cas d'un mouvement quelconque, le sillage au voisinage immédiat de l'électron, il suffit de décomposer en éléments la charge superficielle ou intérieure de celui-ci et d'appliquer

(1) J.-J. Thomson, *Recent Researches* ; 1892.

à chaque élément les résultats qui précèdent. La superposition des sillages élémentaires permet de retrouver, pour un électron sphérique de charge superficielle uniforme, la solution donnée par M. Searle pour le sillage d'une sphère conductrice en mouvement uniforme ; au voisinage de la surface, les lignes de force électrique ne sont plus radiales, le champ n'est plus dirigé vers le centre de la sphère, contrairement à ce qui se passe à grande distance.

V. — Si le mouvement n'est pas rectiligne et uniforme, s'il existe une accélération Γ, le sillage n'a plus la forme simple du cas précédent. Les points tels que O′ se trouvent sur une courbe C qui rejoint la trajectoire T à la position actuelle O_0 (*fig.* 1), et les lignes de force électrique du sillage sont des courbes dont la tangente en chaque point tel que P est dirigée vers le point O′ correspondant. Contrairement à ce qui se passe dans le cas du mouvement uniforme durant depuis très longtemps, ce sillage doit changer ici par rapport au mobile d'un instant à un autre, et nous allons voir que la réorganisation, le changement nécessaire se produit par l'intermédiaire de la seconde partie du champ électromagnétique, absente dans le cas du mouvement uniforme, et que j'appellerai l'*onde d'accélération*.

Le champ électrique correspondant E_2 est la somme géométrique de deux vecteurs, l'un parallèle à O′P, l'autre à l'accélération $\Gamma = \gamma V$:

$$E_2 = \frac{e\gamma \cos\varphi}{Vr^2(1 - \beta \cos\lambda)^3} \overline{O'P} - \frac{e}{Vr(1 - \beta \cos\lambda)^2} \overline{\Gamma}, \tag{5}$$

φ étant l'angle de l'accélération Γ avec le rayon OP. On voit que E_2 s'annule en même temps que γ.

Il est facile de vérifier que ce champ E_2 *est normal au rayon* OP, *c'est-à-dire tangent à l'onde sphérique*, *transversal par rapport à la direction de propagation.*

De plus, la seconde partie M_2 du champ magnétique est *perpendiculaire à* E_2 *et à* OP, *donc transversale aussi*, et a pour mesure en unités électromagnétiques :

$$M_2 = E_2. \tag{6}$$

Ainsi, cette *onde d'accélération* a tous les caractères d'une radiation électromagnétique libre ; *elle est composée de deux champs électrique et magnétique transversaux, perpendiculaires l'un à l'autre et représentant des énergies égales par unité de volume du milieu.*

Elle représente vraiment le *rayonnement* émis par le centre chargé, puisqu'elle subsiste seule à grande distance de celui-ci, les champs E_2 et M_2 qui la composent variant en raison inverse de r, ce qui lui permet de transporter à l'infini une quantité finie d'énergie.

Il est remarquable que cette onde sphérique d'accélération présente *à toute distance du centre d'émission*, là même où elle est superposée à l'onde de vitesse, pour des distances r insuffisantes à rendre l'onde de vitesse négligeable, les caractères d'un rayonnement libre; elle est véritablement le rayonnement élémentaire, base de la décomposition d'une radiation complexe quelconque à toute distance de sa source. Sa production est liée à l'accélération du centre électrisé; *rayonnement implique accélération.*

VI. — A l'instant t, la perturbation électromagnétique émise par l'électron entre les instants $t - \theta - d\theta$ et $t - \theta$, et composée de l'ensemble des deux ondes de vitesse et d'accélération, se trouve comprise entre deux sphères excentriques S et S_1 (*fig.* 1), ayant pour centres les positions O et O_1 aux instants $t - \theta$, $t - \theta - d\theta$, et pour rayons $V\theta$ et $V(\theta + d\theta)$.

L'énergie électromagnétique contenue dans cette couche par unité de volume au point P :

$$\frac{1}{8\pi}(E^2 + M^2),$$

se compose de trois parties, puisque E et M sont chacun la résultante de deux vecteurs, les champs qui figurent dans les ondes de vitesse et d'accélération.

La première partie :

$$\frac{1}{8\pi}(E_1^2 + M_1^2),$$

correspond à l'onde de vitesse supposée seule. C'est *l'énergie de sillage*, seule présente dans le cas du mouvement rectiligne et uniforme. Si l'on calcule, par intégration sur la sphère S, sa valeur totale dans la couche sphérique SS_1, on trouve :

$$(7) \qquad dW_1 = \frac{3 + \beta^2}{3(1 - \beta^2)} \frac{e^2}{2r^2} V d\theta.$$

Elle diminue donc en raison inverse de r^2, de sorte qu'aucune portion de cette *énergie de sillage* ne s'éloigne indéfiniment du centre électrisé; elle accompagne celui-ci dans son déplacement.

L'application du théorème de Poynting montre qu'il y a constamment dans le sillage, à travers une surface fixe par rapport à l'éther, flux d'énergie dans le sens du mouvement, pour permettre au sillage d'accompagner son centre. Dans le cas du mouvement uniforme, rien ne se perd à l'infini de l'énergie accumulée dans le sillage; cette énergie se propage dans le sens du mouvement en suivant l'électron et conservant *par rapport à lui* une répartition fixe dans le milieu; aucune intervention extérieure n'est nécessaire pour maintenir ce sillage, l'électron lancé se meut indéfiniment avec la même vitesse. Une intervention extérieure sera nécessaire pour enlever ou fournir de l'énergie au sillage, pour diminuer ou augmenter la vitesse, pour produire une accélération. L'électron est inerte parce qu'il est chargé; il entraîne son sillage et est entraîné par lui, tant qu'une cause extérieure ne vient pas modifier celui-ci.

Si la vitesse, antérieurement à l'instant $t - \theta$, est restée constamment βV en grandeur et en direction, le sillage extérieur à la sphère S est *normal* et contient une énergie :

$$W_1 = \frac{3+\beta^2}{3(1-\beta^2)}\int_{\theta}^{\infty} \frac{e^2}{2r^2} V d\theta = \frac{3+\beta^2}{3(1-\beta^2)}\int_{r}^{\infty} \frac{e^2}{2r^2} dr$$

$$(8) \qquad W_1 = \frac{e^2}{2r} \cdot \frac{3(1-\beta^2)}{3+\beta^2} = \frac{e^2}{2r}\left[1 + \frac{4\beta^2}{3(1-\beta^2)}\right].$$

La première partie de W_1 est l'énergie électrostatique $\frac{e^2}{2r}$ qui serait extérieure à la sphère S dans le cas d'un électron immobile; l'autre partie, $\frac{2e^2}{3r}\frac{\beta^2}{1-\beta^2}$, représente l'accroissement de l'*énergie de sillage* quand la vitesse passe de zéro à βV ; c'est l'*énergie cinétique* d'origine électromagnétique présente à l'extérieur de la sphère S.

Cette *énergie cinétique* n'est proportionnelle à β^2, au carré de la vitesse, qu'en première approximation, si β^2 est négligeable devant l'unité, si la vitesse v est faible par rapport à celle de la lumière. Elle augmente au contraire indéfiniment quand v s'approche de V, quand β tend vers 1; la valeur infinie de l'énergie cinétique dans le cas d'un électron se mouvant avec la vitesse de la lumière impliquant d'ailleurs que cette vitesse existe depuis un temps infini[1].

Dans l'expression de l'énergie cinétique, le rôle de la masse est

---

(1) Paul Hertz. *Phys. Zeitschrift* : 1903.

joué par le facteur $\frac{4e^2}{3r}$ pour les faibles vitesses ; celui-ci représente en quelque sorte la masse électromagnétique présente aux faibles vitesses à l'extérieur de la sphère S de rayon r ; aux vitesses plus grandes, cette masse devient fonction de la vitesse. La masse électromagnétique totale de l'électron ne peut se calculer en donnant à r la valeur a du rayon de la sphère à laquelle l'électron est assimilable; il est nécessaire, dans la région voisine de celui-ci, de superposer les sillages correspondant aux divers éléments de sa charge, et on retrouve le résultat connu $\frac{2e^2}{3a}$, au lieu de $\frac{4e^2}{3a}$, si la charge est superficielle, et $\frac{4e^2}{5a}$ si la charge est répartie uniformément dans le volume de la sphère.

VII. — La seconde partie de l'énergie, celle qui correspond à l'onde d'accélération de rayonnement, supposée seule, a pour valeur par unité de volume au point P :

$$\frac{1}{8\pi}(E_2^2 + M_2^2) = \frac{E_2^2}{4\pi}.$$

Elle représente dans la couche sphérique SS_1 *une énergie indépendante de la distance r*, se propageant par suite à distance infinie de l'électron sans aucun changement; c'est l'*énergie rayonnée par le centre pendant le temps $d\theta$*, qui a pour valeur, tous calculs faits (¹) :

$$dW_2 = \frac{1 - \beta^2 \sin^2 \varepsilon}{(1 - \beta^2)^3} \times \frac{2}{3} \frac{e^2 \gamma^2}{V} d\theta, \tag{9}$$

ε étant l'angle que fait l'accélération Γ avec la vitesse v.

On retrouve ainsi ce *résultat fondamental qu'un centre électrisé rayonne par unité de temps une quantité d'énergie proportionnelle au carré de son accélération*, et n'envoie rien à l'infini quand son accélération est nulle (²).

VIII. — Enfin, la troisième partie est l'énergie relative des deux ondes, égale par unité de volume en P à :

$$\frac{1}{4\pi}(\overline{E_1 E_2} + \overline{M_1 M_2}),$$

(¹) Cf. M. Abraham, *Annalen d. Physik*, t. X, p. 155 ; 1903.
(²) J. Larmor, *Aether and Matter*, p. 227 ; — et *Phil. Mag.*, t. XLIV, p. 503 ; 1897.

les produits étant pris géométriquement ; si on intègre dans la couche sphérique SS_1, on obtient :

$$(10) \qquad dW_3 = \frac{1}{(1-\beta^2)^2} \cdot \frac{4e^2}{3r} \beta\gamma \cos\varepsilon d\theta.$$

Or

$$\Gamma \cos\varepsilon d\theta = \gamma V \cos\varepsilon d\theta = dr = V d\beta$$

$$\gamma \cos\varepsilon d\theta = d\beta$$

$$(11) \qquad dW_3 = \frac{4e^2}{3r} \cdot \frac{\beta d\beta}{(1-\beta^2)^2}.$$

Cette énergie tend aussi vers zéro quand r augmente indéfiniment ; elle représente ce qui reste à la distance r de l'énergie destinée à la réorganisation du sillage que nécessite l'accélération, énergie présente dans la couche SS_1 grâce à la superposition à l'onde de vitesse de l'onde d'accélération du rayonnement. Il est facile de constater en effet que dW_3, présente dans SS_1, représente précisément l'énergie nécessaire pour faire passer l'énergie du sillage W_1, extérieure à la sphère S, de la valeur qui correspond à βV à celle qui correspond à $\beta + d\beta$, c'est-à-dire l'accroissement que doit subir l'*énergie cinétique* extérieure à S quand on passe de β à $\beta + d\beta$. En effet, d'après (7) on a :

$$W_1 = \frac{e^2}{2r}\left[1 + \frac{4\beta^2}{3(1-\beta^2)}\right]$$

$$\delta W_1 = \frac{4e^2}{3r} \frac{\beta d\beta}{(1-\beta^2)^2} = dW_3.$$

J'appellerai *énergie de changement* cette énergie dW_3 fournie par la cause extérieure qui produit l'accélération, grâce à la superposition du rayonnement à l'onde de vitesse ; c'est donc bien par l'intermédiaire de l'onde d'accélération que se fait, comme je l'ai dit plus haut, la réorganisation du sillage, inutile dans le cas du mouvement uniforme. Le rayonnement s'avance en trouvant devant lui le sillage ancien et laissant derrière lui le sillage nouveau, dissipant à mesure son énergie de changement sous forme d'accroissement de l'énergie cinétique, pour ne conserver à distance infinie, lorsque la réorganisation est complète et que la provision d'énergie de changement est épuisée, que *l'énergie rayonnée* dW_2. On peut dire qu'*accélération implique réorganisation, changement de sillage*, et que *réorganisation implique radiation*.

IX. — L'accélération Γ n'existe qu'en présence d'un champ élec-

trômagnétique extérieur à l'électron et capable d'exercer sur lui les forces de M. Lorentz, force électrique parallèle au champ électrostatique extérieur, et force magnétique perpendiculaire au champ magnétique extérieur et à la vitesse de l'électron. Le champ électromagnétique extérieur doit fournir la somme des énergies de rayonnement et de changement, cette somme pouvant être négative, puisque dW_2 est essentiellement positive, mais que dW_3 a le signe de $d\beta$.

Cette dernière énergie a une expression analogue au travail des forces, puisqu'elle est proportionnelle au produit de la composante tangentielle $\Gamma \cos \varepsilon$ de l'accélération par le déplacement $\beta V d\theta$; il n'en est pas de même pour l'énergie rayonnée, proportionnelle au carré de l'accélération, de sorte que l'énergie fournie par la cause qui produit l'accélération n'est égale au travail des forces sous sa forme ordinaire, et les équations de la Mécanique ne sont applicables, que si l'énergie rayonnée dW_2 est négligeable devant l'énergie de changement dW_3, celle-ci étant calculée au départ de l'électron et représentant le changement de l'énergie cinétique totale.

Une distinction importante s'introduit ici : l'énergie rayonnée dW_2, indépendante de la distance, n'oblige pas à examiner ce qui se passe au voisinage immédiat de l'électron ; sa charge seule intervient. Il n'en est pas de même pour l'énergie de changement, qui deviendrait infinie pour r nul. L'énergie totale empruntée sous cette forme au champ extérieur fait, comme l'énergie de sillage qu'elle est chargée de réorganiser, intervenir la forme et les dimensions de l'électron. Elle reste proportionnelle à $\Gamma \cos \varepsilon \times \beta V d\theta$, avec un coefficient que l'on peut calculer pour une répartition donnée des charges dans l'électron et qui représente ici la masse longitudinale d'origine électromagnétique, fonction de la vitesse comme le coefficient de proportionnalité de l'énergie cinétique à β^2 et augmentant indéfiniment aussi quand v tend vers V. Je dis masse longitudinale parce que $\Gamma \cos \varepsilon$ est la composante longitudinale de l'accélération, dans la direction de la vitesse. Le calcul de la masse transversale, qui correspond à la composante perpendiculaire, normale, de l'accélération, fait intervenir d'autres considérations que celles d'énergie.

Ainsi les équations de la Mécanique doivent être modifiées de deux manières distinctes : tout d'abord la masse doit être envisagée comme fonction de la vitesse, l'écart ne devenant sensible qu'aux

vitesses de même ordre que celle de la lumière ; les expériences de M. Kaufmann sur les rayons β du radium sont venues confirmer cette conséquence des lois électromagnétiques en apportant de solides raisons de croire à l'origine électromagnétique de l'inertie et à l'impossibilité de fonder une Mécanique satisfaisante sans prendre les notions électriques comme fondamentales.

Cette modification, la masse variable en fonction de la vitesse, respecte au moins la forme des équations de la Mécanique ; cette forme elle-même devient incomplète si l'énergie rayonnée n'est pas négligeable devant l'énergie de changement, si le mouvement n'est pas *quasi stationnaire* selon l'expression de M. Max Abraham, si le déchet transmis à l'infini sous forme de rayonnement, par l'onde chargée de modifier le sillage, n'est pas trop important.

En d'autres termes, la condition de mouvement quasi stationnaire est que, dans la région voisine du centre électrisé par rapport à ses dimensions, région où se trouve localisée la plus grosse partie de l'énergie du sillage, celui-ci puisse être considéré très sensiblement comme déterminé uniquement par la vitesse actuelle de la particule, comme à peu près ce qu'il serait si cette vitesse actuelle existait depuis longtemps. Il faut pour cela que, dans cette région, l'onde d'accélération superposée au sillage soit négligeable devant l'onde de vitesse, alors qu'à distance infinie la première subsiste seule.

Sur la sphère de rayon r, la valeur moyenne de l'énergie rayonnée est par unité de volume, au maximum, de l'ordre :

$$\frac{e^2\gamma^2}{V r^2 (1-\beta^2)^3},$$

et l'énergie de changement est de l'ordre :

$$\frac{e^2\beta\gamma}{r^3 (1-\beta^2)^2}.$$

Leur rapport :

$$\frac{r\gamma}{V\beta (1-\beta^2)},$$

doit être petit pour les valeurs de r de même ordre que le rayon a de la sphère à laquelle la particule électrisée est assimilable. La condition de mouvement stationnaire sera que la quantité

$$\rho = \frac{a\gamma}{V\beta (1-\beta^2}$$

soit très petite par rapport à l'unité. Il est facile de s'assurer que

cette condition est toujours remplie dans les cas expérimentaux, a étant, si l'inertie des électrons est tout entière électromagnétique, de l'ordre[1] 10^{-13}, et β atteignant au maximum 0,95 dans les expériences de M. Kaufmann sur les rayons déviables du radium.

Un cas intéressant d'exception aux lois ordinaires de la mécanique est celui où le mobile serait en repos absolu, β étant nul et ρ devenant alors infini ; mais le mouvement pourra de nouveau être considéré comme quasi stationnaire au bout d'un temps extraordinairement court. En effet, si on part de $\beta = o$, ρ sera devenu de nouveau inférieur à l'unité pour une vitesse supérieure à :

$$v = \beta V = a\gamma ;$$

cette limite est atteinte grâce à l'accélération γV en un temps

$$t = \frac{\beta V}{\gamma V} = \frac{a}{V} < 10^{-23} \text{ seconde.}$$

Ces exceptions, différentes de celles qui correspondent à la variation de la masse électromagnétique avec la vitesse, paraissent donc peu accessibles à l'expérience, et il ne semble guère possible de les utiliser pour mettre en évidence le mouvement absolu.

Il est certain que, dans tous les cas expérimentaux, la condition du mouvement quasi stationnaire est remplie, que l'énergie rayonnée n'est jamais qu'une portion infime de l'énergie moyenne de changement, et que, par suite, l'énergie fournie au centre électrisé par le champ extérieur qui produit son accélération est toujours de la forme $m\gamma ds \cos \varepsilon$, comparable à celle du travail mécanique. Le phénomène de rayonnement, seul sensible à distance du centre électrisé, ne modifie pas sensiblement les lois du mouvement de celui-ci, parce qu'il est négligeable dans son voisinage immédiat.

X. — Ainsi les accélérations des électrons sont seules perçues à grande distance par l'intermédiaire de la radiation déterminée par les champs E_2, M_2 ; dans les cas où β est faible, où la vitesse v est petite par rapport à celle de la lumière, les expressions (5) et (6) de E_2 et M_2 se simplifient ; on a :

$$E_2 = \frac{e\gamma}{Vr} \sin \varphi,$$

ce champ électrique étant perpendiculaire à OP dans le plan qui

(1) P. Langevin, *Ann. Chim. Phys.*, t. XXVIII, p. 357 ; 1903.

contient OP et Γ. Le champ magnétique M_2 a toujours même mesure, en unités électromagnétiques, que E_2 en unités électrostatiques, de manière à représenter la même énergie par unité de volume, et est dirigé perpendiculairement à OP et à E_2.

Il en résulte que le champ électromagnétique rayonné est distribué symétriquement autour de la direction de l'accélération Γ, son intensité est maximum pour $\sin \varphi = 1$, c'est-à-dire dans le plan équatorial par rapport à Γ, et nulle dans cette direction elle-même. On déduit facilement de là que le plan de polarisation de la radiation émise par l'électron vers P est le plan passant par le rayon lumineux OP et perpendiculaire au plan OPΓ, qui contient l'accélération. Les relations de direction sont un peu plus complexes et déterminées par l'expression générale (5) de E_2, quand β cesse d'être très petit.

La nature de la radiation qui passe au point P dépend du mouvement que prend le centre électrisé et de la manière dont varie son accélération avec le temps. Si celle-ci prend une valeur considérable pendant un temps très court, s'il s'agit d'une impulsion subie par l'électron, comme, par exemple, dans le cas d'un corpuscule cathodique lancé avec une vitesse égale à 50 000 kilomètres par seconde, et arrêté brusquement au moment du choc contre une anticathode, la radiation consiste dans une pulsation sans caractère périodique, ayant pour épaisseur la distance des sphères rayonnées au commencement et à la fin du choc, c'est-à-dire le produit de la vitesse de la lumière par le temps qu'a duré ce choc.

Ces pulsations paraissent fournir la meilleure explication des rayons de Röntgen émis par la région de l'anticathode que frappe le faisceau cathodique; ils sont connexes de l'accélération subie par les particules cathodiques au moment où l'anticathode les arrête. D'après M. Barkla, ces rayons de Röntgen manifestent une polarisation conforme à ce que l'interprétation précédente permet de prévoir : les rayons secondaires émis par une surface métallique frappée varient d'intensité quand on change la position du plan d'incidence autour du faisceau primaire. Il n'est d'ailleurs pas nécessaire, pour que la théorie précédente reste admissible, qu'on observe une semblable polarisation ainsi qu'une variation d'intensité autour de la direction du faisceau cathodique, car il est peu probable que l'arrêt soit complet au premier choc d'un corpuscule; celui-ci doit se réfléchir dans des directions variées, comme le prouve l'émission de rayons cathodiques

secondaires, et subir de nouvelles accélérations, du même ordre que la première, mais de directions différentes. Cette première accélération peut elle-même avoir une direction variable avec la déflexion que subit la particule cathodique.

Si le mouvement de l'électron est périodique, comme dans le cas d'une circulation sur une orbite fermée, l'accélération est elle-même périodique, le rayonnement aussi, et on obtient un phénomène comparable à l'émission d'une lumière de longueur d'onde déterminée.

Si l'orbite est circulaire, l'accélération, toujours centripète pour une rotation uniforme, tourne avec le mobile.

Dans une direction perpendiculaire au plan de l'orbite, à une distance grande par rapport aux dimensions de celle-ci, le plan de polarisation tournera autour de la direction du rayon, sans changement d'intensité, sin φ étant toujours égal à 1, et on aura une lumière polarisée circulairement. Dans le plan de l'orbite, la lumière sera rectiligne, avec un plan de polarisation perpendiculaire au plan de l'orbite. Pour une direction oblique, la polarisation sera elliptique.

On trouve bien là le rayonnement qui intervient dans l'explication du phénomène de Zeeman ; mais nous suivons ici de manière très étroite la liaison entre ce rayonnement et l'électron en mouvement accéléré qui lui donne naissance; l'intensité du rayonnement peut se calculer en fonction de la charge et de l'accélération de l'électron.

XI. — Les points sur lesquels je crois utile d'insister sont les suivants :

1° La perturbation électromagnétique produite dans le milieu par une particule électrisée en mouvement se compose de deux parties qui se propagent avec la vitesse de la lumière à partir du centre d'émission.

La première partie ou *onde de vitesse*, qui existe seule dans le cas du mouvement rectiligne et uniforme, dépend seulement de la vitesse du mobile ; elle contribue à former autour de celui-ci un *sillage* dont l'énergie varie avec la vitesse, qui contient donc l'énergie cinétique liée au centre électrisé et qui accompagne celui-ci dans son déplacement, en se modifiant si le mouvement est accéléré ;

2° Cette modification est produite par l'intermédiaire de la seconde partie de la perturbation, l'*onde d'accélération* possédant à *toute distance* du point d'émission les caractères de transversalité et d'égalité des énergies électrique et magnétique qui correspondent au rayonnement libre.

Cette *onde d'accélération* transporte à grande distance, où l'onde de vitesse devient négligeable, une énergie finie, proportionnelle au carré de l'accélération et augmentant indéfiniment avec la vitesse quand celle-ci s'approche de celle de la lumière. Les caractères de polarisation de cette onde sont particulièrement simples quand la vitesse est faible.

L'onde de vitesse ne transporte aucune énergie à grande distance; l'*énergie de sillage* qui lui correspond suit le centre dans son déplacement;

3° L'énergie relative des deux ondes de vitesse et d'accélération, l'*énergie de changement*, représente précisément la provision d'énergie nécessaire pour réorganiser le sillage et le faire correspondre à la nouvelle vitesse. Elle est, dans tous les cas accessibles à l'expérience, énorme par rapport à l'*énergie rayonnée* qui représente l'énergie intrinsèque de l'onde d'accélération, déchet nécessaire de la réorganisation du sillage;

4° L'énergie de changement, fournie par le champ extérieur qui produit l'accélération, est assimilable par son expression au travail des forces extérieures, seul échange d'énergie que les équations ordinaires de la Mécanique fassent intervenir.

L'*énergie rayonnée* que le champ extérieur doit également fournir, et qui est de forme différente, n'est pas contenue dans les lois de la dynamique et obligerait à les modifier, si la petitesse de l'énergie rayonnée par rapport à l'énergie de changement ne rendait cette correction inappréciable dans tous les cas expérimentaux.

Les considérations précédentes semblent jeter quelque lumière sur le mécanisme intime des phénomènes d'inertie et de rayonnement.

SUR UNE PARTICULARITÉ DE LA DOUBLE RÉFRACTION ACCIDENTELLE DANS LES LIQUIDES;

Par M. LAD. NATANSON.

Le principe de l'expérience imaginée, en 1873, par Maxwell pour étudier la double réfraction accidentelle dans les liquides est connu de tous les physiciens; il a été adopté par Kundt, en 1881, ainsi que par la majorité des savants qui ont décrit des expériences précises

relatives à ce phénomène. Imaginons un cylindre qui peut être mis en rotation autour de son axe avec une vitesse angulaire constante. A une distance assez faible de sa surface, imaginons une paroi cylindrique immobile, centrée sur le même axe. L'espace annulaire limité par la surface du cylindre et la paroi immobile est rempli du liquide que l'on désire étudier. Supposons que le mouvement du liquide ait atteint le régime permanent. Un faisceau de lumière, ayant traversé un polariseur, passe par le liquide en se dirigeant parallèlement à l'axe de rotation et est reçu sur un analyseur. Convenons de prendre pour axe des z l'axe de rotation du cylindre; supposons que le plan (x, z) coïncide avec le plan de l'analyseur et le plan des (y, z) avec celui du polariseur. Soit χ l'angle que fait, avec l'axe des x, le rayon correspondant au maximum d'obscurité observable dans le quadrant (x, y). Dans un Mémoire, *Sur une particularité de la double réfraction accidentelle dans les liquides*, présenté à l'Académie des Sciences de Cracovie dans la séance du 11 janvier 1904 (1), j'ai donné, pour calculer la valeur de l'angle χ, une formule que M. Zaremba a attaquée dans une communication au *Journal de Physique* (2). Je me propose, dans les lignes qui vont suivre, de discuter les considérations au moyen desquelles M. Zaremba a cherché à infirmer la formule en question.

1° Ainsi que dans le Mémoire cité dans l'introduction, je désignerai par r la distance du point considéré M à l'axe de rotation, distance comptée à partir de cet axe; par ε_x, ε_y, γ_{xy}, les composantes de la déformation *véritable* (3) du liquide au point considéré, rapportées au système de coordonnées x, y. Par le point M, faisons passer un axe Mq dont la direction est celle de la vitesse de la particule qui, à l'époque donnée, occupe la position M; considérons le système Mr, Mq, comme un nouveau système d'axes de coordonnées; désignons par ε_r, ε_q, γ_{rq}, les composantes de la déformation véritable du liquide au point M, rapportées au système de coordonnées Mr, Mq.

Dans le Mémoire cité dans l'introduction, j'ai adopté l'hypothèse fondamentale que j'avais énoncée antérieurement en 1901, et qui est la suivante: les axes optiques en un point donné d'un liquide en mou-

---

(1) *Bull. Int. de l'Acad. d. Sc. de Cracovie*, p. 1; janvier 1904.

(2) *J. de Phys.*, t. III, 4e série, p. 606; 1904.

(3) Pour la définition de ce terme, le lecteur voudra bien se reporter à mes Mémoires sur la Théorie de la Viscosité, insérés au *Bulletin Intern. de l'Acad. d. Sc. de Cracovie* pour 1901, 1902, 1903 et 1904.

vement coïncident avec les axes principaux de la déformation *véritable* relatifs au point considéré [1]. En me basant sur cette hypothèse, j'ai prouvé (Voir à la page 9 du Mémoire cité) que l'on a

$$\text{cotang } 2\chi = \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_q}{-\gamma_{rq}} \tag{1}$$

dans les notations précédentes, si l'on suppose que la rotation du liquide autour de son axe s'effectue dans le sens positif. Le problème est ainsi ramené à la détermination de la valeur du second membre de l'équation (1).

2° Prenons dans le liquide un point M de coordonnées x, y, et imaginons une région infiniment petite de liquide Ω entourant ce point. Soit N un second point appartenant à la même région Ω ; nous pouvons supposer que les points M et N se trouvent tous les deux constamment dans le plan des x, y. Désignons par j la direction MN et par k une direction faisant des angles droits avec les directions de j et de z ; supposons que la disposition mutuelle des axes j, k, z, est la même que la disposition mutuelle des axes x, y, z. Désignons par q la vitesse de la particule du liquide qui, à l'époque t, occupe la position M ; par u, v, les composantes parallèles aux axes des x et des y de la vitesse q ; par α, l'angle que fait la direction j avec la direction r ; par T, le temps de relaxation du liquide. Posons :

$$T\left(\frac{dq}{dr} - \frac{q}{r}\right) = \vartheta. \tag{2}$$

Dans le Mémoire *Sur une particularité*, etc., cité déjà à plusieurs

---

[1] M. Zaremba est dans l'erreur lorsqu'il m'attribue une hypothèse essentiellement différente de celle que j'ai proposée, à savoir : « les axes optiques d'un « liquide en mouvement en un point donné coïncident avec les axes de la qua- « drique directrice des efforts relative au point considéré » (p. 608 de la Note de M. Zaremba). L'hypothèse que j'ai adoptée et celle que M. Zaremba présente comme la mienne se confondent entre elles dans le cas où l'on admet une hypothèse *complémentaire* qui consiste à étendre la loi de Hooke aux fluides, à la condition, bien entendu, de l'appliquer non point aux composantes de la déformation *apparente*, mais bien à celles de la déformation *véritable*. J'ai proposé moi-même cette hypothèse complémentaire (Voir *Bull. Int. de l'Acad. d. Sc. de Cracovie*, février 1901), et, dans une Note parue au *Bull. Int. de l'Acad. d. Sc. de Cracovie* pour février 1904, j'ai donné [page 106, éq. (12)] précisément la formule $\text{cotg } 2\chi = \frac{(H-P)}{2Q}$, que M. Zaremba, sans me citer, développe, pour la troisième fois, à la page 609 du *Journal de Physique*, août 1904. Mais l'équation (1) citée plus haut est absolument indépendante de l'hypothèse complémentaire dont il vient d'être question.

reprises, j'ai supposé que la loi de la *relaxation* à laquelle est soumise la déformation véritable d'un liquide peut, dans le cas qui nous occupe, s'exprimer par les équations suivantes :

$$(\mathrm{I}) \quad \begin{cases} T\dfrac{d\varepsilon_j}{dt} = \dfrac{1}{2}\vartheta \sin 2\alpha - \left(\varepsilon_j - \dfrac{1}{3}\varpi\right), \\ T\dfrac{d\varepsilon_k}{dt} = -\dfrac{1}{2}\vartheta \sin 2\alpha - \left(\varepsilon_k - \dfrac{1}{3}\varpi\right), \\ T\dfrac{d\gamma_{jk}}{dt} = \vartheta \cos 2\alpha - \gamma_{jk}. \end{cases}$$

Les symboles ε_j, ε_k, γ_{jk} dans ces équations représentent les composantes de la déformation véritable en un point M, rapportées au système de coordonnées Mj, Mk ; ϖ désigne la somme :

$$\varepsilon_j + \varepsilon_k + \varepsilon_z ;$$

le symbole $\dfrac{d}{dt}$ est défini par la convention suivante :

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y}.$$

Si l'on désigne par θ l'angle que fait le rayon r avec l'axe des x, on vérifie facilement que l'on a, dans le cas actuel,

$$\frac{d}{dt} = \frac{q}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}.$$

Les équations (I) sont celles que j'ai proposées dans le Mémoire cité. Pour l'application que nous avons en vue, il nous suffira d'écrire :

$$(\mathrm{I}\ bis) \quad \begin{cases} T\dfrac{d(\varepsilon_j - \varepsilon_k)}{dt} = \vartheta \sin 2\alpha - (\varepsilon_j - \varepsilon_k), \\ T\dfrac{d\gamma_{jk}}{dt} = \vartheta \cos 2\alpha - \gamma_{jk}. \end{cases}$$

Soit β l'angle que fait la direction j avec l'axe des x ; nous aurons :

$$(3) \quad \begin{cases} \varepsilon_j - \varepsilon_k = (\varepsilon_x - \varepsilon_y)\cos 2\beta + \gamma_{xy}\sin 2\beta \\ \gamma_{jk} = -(\varepsilon_x - \varepsilon_y)\sin 2\beta + \gamma_{xy}\cos 2\beta ; \end{cases}$$

par conséquent :

$$(4) \quad \begin{cases} \dfrac{d(\varepsilon_j - \varepsilon_k)}{dt} = \dfrac{d(\varepsilon_x - \varepsilon_y)}{dt}\cos 2\beta + \dfrac{d\gamma_{xy}}{dt}\sin 2\beta + 2\gamma_{jk}\dfrac{d\beta}{dt} \\ \dfrac{d\gamma_{jk}}{dt} = -\dfrac{d(\varepsilon_x - \varepsilon_y)}{dt}\sin 2\beta + \dfrac{d\gamma_{xy}}{dt}\cos 2\beta - 2(\varepsilon_j - \varepsilon_k)\dfrac{d\beta}{dt}. \end{cases}$$

D'ailleurs :

(5) $$\theta = \beta - \alpha.$$

En vertu des équations (3), (4) et (5), les équations (I *bis*) peuvent se mettre sous la forme suivante :

(II) $$\left\{ \begin{aligned} & T\frac{d(\varepsilon_x - \varepsilon_y)}{dt} + 2\gamma_{xy}T\frac{d\beta}{dt} = -\vartheta \sin 2\theta - (\varepsilon_x - \varepsilon_y) \\ & T\frac{d\gamma_{xy}}{dt} - 2(\varepsilon_x - \varepsilon_y)\, T\frac{d\beta}{dt} = \vartheta \cos 2\theta - \gamma_{xy}. \end{aligned} \right.$$

3° M. Zaremba dit à la page 610 de sa Note que les équations qui (dans le Mémoire cité) ont servi de base à mes calculs ne peuvent être regardées comme valables, et ne sont certainement telles dans mon propre esprit que dans le cas où les quantités qu'il désigne par :

$$P - p_0, \qquad H - p_0, \qquad Q,$$

sont de celles dont les produits et les carrés sont négligeables. Or les équations qui, dans le Mémoire en question, ont servi de base à mes calculs sont les équations (I) du paragraphe précédent, qui ne contiennent nullement les quantités $P - p_0$, $H - p_0$ et Q de M. Zaremba ; c'est ce qu'on constate immédiatement en se reportant à la page 13 du *Bull. Int. de l'Ac. des Sc. de Cracovie* pour 1904. Afin de pouvoir attacher un sens précis à l'objection formulée par M. Zaremba, je serai donc forcé à recourir à une hypothèse : je supposerai que, dans l'opinion de M. Zaremba, les équations (II) du paragraphe précédent, pour être rigoureuses, devraient être complétées par des termes très petits, lesquels y auraient été négligés. Par conséquent, dans ce qui va suivre, j'admettrai que les équations suivantes :

(III) $$\left\{ \begin{aligned} & T\frac{d(\varepsilon_x - \varepsilon_y)}{dt} + 2\gamma_{xy}T\frac{d\beta}{dt} = \Phi_{xy} + \varphi_{xy} \\ & T\frac{d\gamma_{xy}}{dt} - 2(\varepsilon_x - \varepsilon_y)\, T\frac{d\beta}{dt} = \Psi_{xy} + \psi_{xy}, \end{aligned} \right.$$

sont rigoureuses. Dans ces équations, Φ_{xy} et Ψ_{xy} désignent ce que j'appellerai les termes *connus* :

(6) $$\left\{ \begin{aligned} & \Phi_{xy} = -\vartheta \sin 2\theta - (\varepsilon_x - \varepsilon_y) \\ & \Psi_{xy} = \vartheta \cos 2\theta - \gamma_{xy} ; \end{aligned} \right.$$

quant aux termes *inconnus* φ_{xy}, ψ_{xy}, la seule hypothèse que je

ferai à leur égard est la suivante : la quantité φ_{xy} est *toujours* très petite par rapport à Φ_{xy} ; la quantité ψ_{xy} est *toujours* très petite par rapport à Ψ_{xy}. M. Zaremba ne saurait se refuser à admettre la légitimité de l'hypothèse[1] que je viens d'énoncer. En effet, dans son Mémoire *Sur une forme perfectionnée de la théorie de la relaxation*[2], il a donné (p. 607) un système d'équations d'où l'on tirerait aisément les équations (II) du paragraphe précédent, et il les a appliquées lui-même à l'analyse du cas qui nous occupe (*ibidem*, p. 611).

4° Pour passer du système de coordonnées rq au système xy ou, inversement, pour passer du système xy au système rq, nous avons les formules :

$$(7)\quad \begin{cases} \varepsilon_x - \varepsilon_y = (\varepsilon_r - \varepsilon_q)\cos 2\theta - \gamma_{rq}\sin 2\theta \\ \gamma_{xy} = (\varepsilon_r - \varepsilon_q)\sin 2\theta + \gamma_{rq}\cos 2\theta \end{cases}$$

$$(8)\quad \begin{cases} \varepsilon_r - \varepsilon_q = (\varepsilon_x - \varepsilon_y)\cos 2\theta + \gamma_{xy}\sin 2\theta \\ \gamma_{rq} = -(\varepsilon_x - \varepsilon_y)\sin 2\theta + \gamma_{xy}\cos 2\theta. \end{cases}$$

Les dérivées $\frac{d(\varepsilon_r - \varepsilon_q)}{dt}$ et $\frac{d\gamma_{rq}}{dt}$ étant égales à zéro, les équations (7) et (8) permettent d'écrire :

$$(9)\quad \frac{d(\varepsilon_x - \varepsilon_y)}{dt} = -2\gamma_{xy}\frac{d\theta}{dt}; \quad \frac{d\gamma_{xy}}{dt} = 2(\varepsilon_x - \varepsilon_y)\frac{d\theta}{dt}.$$

On a d'ailleurs :

$$(10)\quad \frac{d\beta}{dt} - \frac{d\theta}{dt} = \frac{d\alpha}{dt} = \frac{1}{2}\left(\frac{dq}{dr} - \frac{q}{r}\right).$$

Dans les équations (III), portons les valeurs (9) des dérivées $\frac{d(\varepsilon_x - \varepsilon_y)}{dt}$ et $\frac{d\gamma_{xy}}{dt}$; en tenant compte de (10) et de (2), nous trouverons :

$$(11)\quad \begin{cases} \gamma_{xy}\vartheta = \Phi_{xy} + \varphi_{xy} \\ -(\varepsilon_x - \varepsilon_y)\vartheta = \Psi_{xy} + \psi_{xy}. \end{cases}$$

Observons maintenant que des équations (6) et (8) il résulte :

$$(12)\quad \begin{cases} -(\varepsilon_r - \varepsilon_q) = \Phi_{xy}\cos 2\theta + \Psi_{xy}\sin 2\theta \\ -(\vartheta - \gamma_{rq}) = \Phi_{xy}\sin 2\theta - \Psi_{xy}\cos 2\theta. \end{cases}$$

[1] On peut faire une hypothèse analogue au sujet des équations (I *bis*); on arriverait alors, il est à peine utile de le dire, aux mêmes conclusions. Les équations (I *bis*) et (II) du paragraphe précédent n'expriment, en effet, qu'une seule et même loi ou, pour mieux dire, elles expriment une seule et même hypothèse.

[2] *Bull. Int. de l'Acad. d. Sc. de Cracovie* pour 1903, p. 594.

Posons pareillement :

$$(13) \quad \begin{cases} -B = \varphi_{xy} \cos 2\theta + \psi_{xy} \sin 2\theta \\ -A = \varphi_{xy} \sin 2\theta - \psi_{xy} \cos 2\theta. \end{cases}$$

En vertu des égalités (8), (12) et (13), les équations (11) donnent :

$$(14) \quad \begin{cases} \gamma_{rq}\mathfrak{I} = -(\varepsilon_r - \varepsilon_q) - B \\ (\varepsilon_r - \varepsilon_q)\,\mathfrak{I} = -(\mathfrak{I} - \gamma_{rq}) - A. \end{cases}$$

Cependant les quantités A et B sont des fonctions de la seule variable r, qui ne dépendent nullement de la variable θ. Par conséquent, dans les équations (12) et (13), posons $\theta = 0$; nous aurons dans ce cas particulier :

$$(15) \quad \begin{cases} \Phi_{xy} = -(\varepsilon_r - \varepsilon_q); \qquad \varphi_{xy} = -B \\ \Psi_{xy} = +\mathfrak{I} - \gamma_{rq}; \qquad \psi_{xy} = A. \end{cases}$$

La condition à laquelle nous avons assujetti les termes φ_{xy} et ψ_{xy} exige, ainsi qu'il a été dit au paragraphe précédent, que le terme φ_{xy} soit toujours très petit par rapport à Φ_{xy} et que le terme ψ_{xy} soit toujours très petit par rapport à Ψ_{xy} ; des égalités (15) il résulte par conséquent que la quantité B est toujours très petite par rapport à $(\varepsilon_r - \varepsilon_q)$ et que la quantité A est toujours très petite par rapport à $(\mathfrak{I} - \gamma_{rq})$; cette conclusion d'ailleurs est générale, c'est-à-dire qu'elle est valable quelle que soit la valeur de l'angle θ. Il apparaît donc clairement, en se reportant à la première équation du système (14), que l'équation :

$$(16) \quad \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_q}{-\gamma_{rq}} = \mathfrak{I},$$

donnée à la page 15 du Mémoire cité, doit être considérée comme légitime dans les conditions dans lesquelles elle avait été établie.

Les équations (14) permettent de se rendre compte de l'approximation de la formule (16) ; elles donnent :

$$(17) \quad \begin{cases} (\varepsilon_r - \varepsilon_q)(1 + \mathfrak{I}^2) = -\mathfrak{I}^2 - \mathfrak{I}A - B \\ \gamma_{rq}(1 + \mathfrak{I}^2) = \mathfrak{I} + A - \mathfrak{I}B. \end{cases}$$

On a donc :

$$(18) \quad \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_q}{-\gamma_{rq}} = \mathfrak{I}\,\frac{1 + \frac{A}{\mathfrak{I}} + \frac{B}{\mathfrak{I}^2}}{1 + \frac{A}{\mathfrak{I}} - B}.$$

La différence ($\varepsilon_r - \varepsilon_q$) est tout au moins de l'ordre de ϑ^2 ; la quantité γ_{rq} est tout au moins de l'ordre de ϑ ; la quantité B est tout au moins de l'ordre de ϑ^3 ; la quantité A est tout au moins de l'ordre de ϑ^2. On voit par conséquent que l'on est ramené à la conclusion précédente et que l'objection soulevée par M. Zaremba ne résiste pas à l'examen.

5° M. Zaremba, qui, dans sa note, cite le travail expérimental de M. C. Zakrzewski [1], passe sous silence les résultats auxquels est arrivé ce physicien. Je rappellerai donc que les expériences exécutées, au Laboratoire de Physique de l'Université de Cracovie, par M. Zakrzewski, concordent parfaitement avec les prévisions théoriques que j'avais exposées dans mon mémoire. Conformément à ce que j'avais pu déduire des observations de Kundt (Voir p. 20 du Mémoire cité), ces expériences ont montré que le sens dans lequel l'angle χ s'écarte de la valeur 45° est bien celui que j'avais indiqué ; elles ont prouvé que cotg 2χ varie en proportion directe de l'expression

$$\frac{dq}{dr} - \frac{q}{r},$$

ainsi que l'exige la formule que j'avais proposée ; elles ont donné enfin, pour le temps de relaxation du collodion à 20°,6 C., la valeur 0,002 sec., valeur qui paraît tout à fait admissible.

NOTES SUR LE GÉNÉRATEUR AUTOCOMPRESSEUR D'OXYGÈNE ET SUR LE CHALUMEAU A LUMIÈRE OXYACÉTYLÉNIQUE ;

Par M. D'ARSONVAL [2].

Nouveau procédé de fabrication de l'oxygène comprimé. — Dans ce procédé, combiné à la Société Française de l'Acétylène dissous, l'oxygène se trouve produit par la combustion d'agglomérés se faisant dans l'intérieur d'un réservoir étanche; l'oxygène se comprime de lui-même au moment de sa production. Ces agglomérés se composent d'un mélange de chlorate de potasse avec une

(1) *Bulletin Intern. de l'Acad. de Sc. de Cracovie*, p. 50 : janvier 1904.

(2) Communications faites à la Société française de Physique : séance du 6 janvier 1905.

substance inerte et une proportion très faible d'un corps combustible, la chaleur dégagée par ce corps en brûlant étant suffisante pour décomposer complètement tout le chlorate de potasse. La

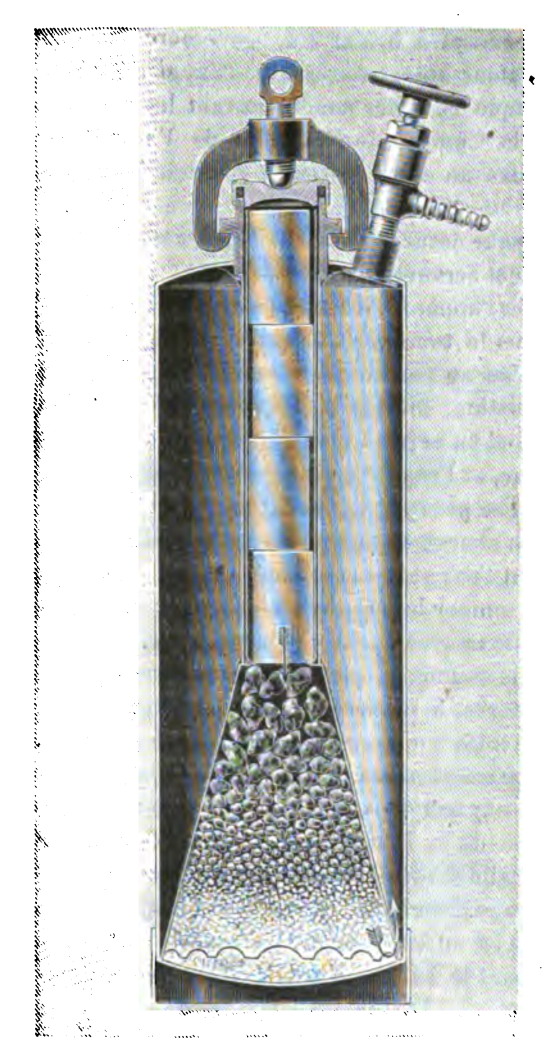


Fig. 1.

matière inerte sert de support à la masse du chlorate en décomposition.

Ces agglomérés se présentent sous la forme de petits cylindres de 30 millimètres de diamètre et 55 millimètres de longueur ; ils dégagent 18 litres environ d'oxygène, et leur combustion dure deux minutes.

L'appareil servant à brûler ces agglomérés est désigné sous le nom de générateur autocompresseur d'oxygène ; il se compose d'un corps cylindrique en acier soudé, suivant les procédés de soudure autogène de la Compagnie Française de l'Acétylène dissous ; au centre se trouve un tube destiné à recevoir les agglomérés et qui se termine par une tubulure sur laquelle se monte un couvercle serré par un étrier pour assurer l'étanchéité ; à côté de cette tubulure se trouve le robinet servant à la prise du gaz.

Pour charger l'appareil, il suffit de mettre le nombre d'agglomérés nécessaire dans le tube perforé qui accompagne l'appareil, d'allumer celui du bas au moyen d'une bougie ou d'un bec de gaz ; une fois en combustion, introduire le tube perforé dans l'appareil et refermer celui-ci en serrant bien l'étrier. La combustion se propage dans l'intérieur, et l'oxygène dégagé se comprime dans le cylindre à mesure qu'il se produit ; la pression peut atteindre 20 atmosphères si l'on a mis la charge complète d'agglomérés.

Une fois tout l'oxygène consommé, défaire l'étrier, retirer le tube perforé, faire tomber les agglomérés brûlés en secouant le tube, et l'appareil est de nouveau prêt à être rechargé.

Ces appareils se font en plusieurs grandeurs, le numéro 1 contenant 4 agglomérés, le numéro 2 en contenant 8 et le type industriel permettant de faire 2 mètres cubes d'oxygène à l'heure.

Lumière oxyacétylénique. — La haute température produite par le chalumeau oxyacétylénique avait de suite fait penser à l'utiliser à la production de la lumière par incandescence ; mais on fut vite arrêté par la fusibilité des matières habituellement employées dans ce genre d'éclairage. La chaux, la magnésie, sont creusées en quelques minutes par le jet du chalumeau ; on essaya d'obvier à cet inconvénient en animant le bâton de chaux d'un mouvement de rotation ; mais, outre la complication du chalumeau, la solution cherchée n'était pas atteinte, car sous l'influence de la chaleur la chaux se fend, et, lorsque le jet de flamme tombe dans cette fente, l'intensité lumineuse varie considérablement ; les impuretés contenues dans la chaux agissent de la même manière.

La vraie solution était donc de trouver une matière résistant à cette

haute température, en mélangeant certaines terres rares et leur faisant subir un traitement particulier ; la Compagnie Française de l'Acétylène dissous a obtenu cette matière. Moulée sous forme de pastilles de 15 millimètres de diamètre et 5 à 6 millimètres d'épaisseur, elle permet, avec un chalumeau consommant 50 litres d'acétylène à l'heure, d'obtenir une intensité lumineuse d'environ 1500 bougies.

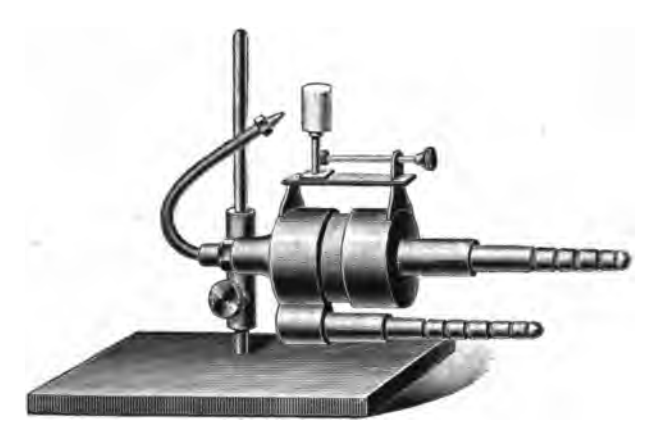


Fig. 2.

Pour mettre en fonctionnement le chalumeau, allumer d'abord l'acétylène en ayant soin de reculer la pastille pour ne pas la noircir, ouvrir ensuite l'oxygène de façon à faire disparaître la flamme blanche de l'acétylène, approcher la pastille à 2 ou 3 millimètres du bec du chalumeau ; à ce moment la flamme qui déborde la pastille doit être incolore ; si elle est colorée, c'est qu'il y a insuffisance d'oxygène.

Ce chalumeau a déjà reçu de nombreuses applications pour la projection cinématographique, pour la télégraphie optique, pour l'éclairage de chantiers, etc.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. VIII; 2e semestre 1904.

S.-P. LANGLEY. — On a possible variation of the solar radiation and its probable effect on terrestrial temperature (Sur la variation possible de la radiation solaire, et son effet probable sur la température de la Terre). — P. 78-91.

Le professeur Langley discute, avec sa compétence exceptionnelle en la matière, la question de savoir si, comme on l'a prétendu, la « constante solaire » a réellement baissé vers la fin de mars 1903, et si cette diminution a pu entraîner un abaissement général de température de la Terre.

Voici comment sont faites les mesures de la constante solaire à Smithsonian Observatory. On emploie la méthode spectrobolométrique. Le calcul du terme correctif provenant de l'absorption par l'atmosphère — ce qui est, comme on sait, la partie délicate et douteuse des observations actinométriques — se fait en suivant pendant trois heures, de une heure à quatre heures de l'après-midi, la variation de l'énergie reçue du Soleil pour diverses radiations homogènes prises dans le spectre. L'énergie reçue diminue naturellement avec la hauteur du Soleil sur l'horizon, à cause de l'obliquité croissante de la couche atmosphérique traversée. *On ne retient que les journées pour lesquelles cette diminution de l'effet bolométrique est très régulière pour chacune des radiations étudiées :* on peut alors considérer la transparence de l'atmosphère pour chacune des radiations isolées comme constante pendant les quelques heures qu'a duré l'observation, et calculer cette transparence.

Les nombres obtenus par cette méthode, pour la radiation totale rapportée à la limite extrême de l'atmosphère terrestre, présentent bien une réduction d'environ 10 0 0, qui commence à se faire sentir à la fin de mars 1903 et dure jusqu'à janvier 1904. On avait $2^{cal},19$ par minute et par centimètre cube, en octobre 1902; $1^{cal},94$ en avril et en août 1903; de nouveau $2^{cal},29$ et $2^{cal},24$ en février 1904.

Cette variation de la constante solaire a-t-elle pu provoquer une variation dans les températures terrestres?

La température moyenne de la Terre est déterminée par la condition qu'il y ait égalité entre la chaleur reçue du Soleil et la chaleur rayonnée par la Terre vers les espaces qui sont au zéro absolu. Si la cha-

leur reçue du Soleil est réduite de 10 0/0, la chaleur rayonnée par la Terre devra être réduite dans le même rapport : si la loi de Stefan est applicable, cela entraîne une réduction de 2 1/2 0/0 seulement dans la température absolue moyenne de la Terre; c'est-à-dire, comme cette température absolue moyenne est d'environ 290° (17° centigrades), une réduction de 7°,5.

Ce nombre est une limite supérieure du refroidissement possible. La Terre n'étant pas un corps complètement noir, ce n'est pas la quatrième puissance de la température absolue qui devrait s'introduire dans la formule de la loi du rayonnement, mais une puissance plus élevée. De plus, il y a dans les océans une masse régulatrice énorme qui s'oppose aux variations un peu grandes, surtout aux variations rapides, de la température moyenne de la Terre.

Une discussion des nombres fournis par la Deutsche Scewarte pour la zone septentrionale indique bien, pour la fin de l'année 1903, un abaissement général de la température, dont la valeur moyenne ne dépasse pas 2°, et qui est surtout sensible dans les régions à climat continental soustraites à l'influence régulatrice des mers. Pour M. Langley, cette coïncidence ne doit pas nous rendre trop affirmatifs, mais il n'est pas déraisonnable d'attribuer cet abaissement de température à une diminution de la constante solaire.

Mc. CLELLAND. — The penetrating radium rays
(Les rayons pénétrants du radium). — P. 67-68.

1° On a voulu faire une réponse décisive à la question de savoir si les rayons γ du radium sont, ou non, électrisés. La réponse est décidément négative.

Voici une expérience qui paraît décisive. On dirige un pinceau de rayons de radium suivant l'axe d'une boîte cylindrique à double paroi métallique ; entre les deux feuillets d'étain qui constituent la paroi, on a coulé de la paraffine liquide. La surface intérieure est reliée, par un fil isolé complètement noyé dans de la paraffine, à un électromètre. La surface extérieure est au sol. On bourre l'intérieur de la boîte de feuilles de plomb destinées à absorber les rayons. Dans ces conditions, on évite l'influence perturbatrice de l'air ionisé par les rayons sur les surfaces métalliques, influence qui a pu fausser dans certains cas les expériences.

On peut arrêter les rayons venus du radium avant leur entrée dans

la boîte par divers écrans de plomb, d'épaisseur variable, de manière à laisser passer, soit les rayons γ seuls, soit les rayons β et γ. Dans ce dernier cas, l'électromètre accuse une charge négative communiquée à l'intérieur de la boîte ; dans le cas où l'on ne conserve que les rayons γ, au contraire, on n'a pu déceler aucune trace de charge. Le cas où agissent les rayons β et γ et où l'on a une déviation permet d'apprécier la sensibilité de la méthode et le degré de précision de la conclusion.

2° Cette propriété des rayons γ les rapproche des rayons X. On a voulu les comparer aux rayons X au point de vue de l'absorption par les différents corps.

L'expérience a prouvé que les rayons γ sont quelque peu hétérogènes, et que la partie la plus pénétrante du faisceau subit dans diverses substances (platine, mercure, zinc, aluminium, verre, eau) une absorption mesurée par un coefficient qui est très exactement proportionnel à la densité. Les rayons moins pénétrants subissent une absorption qui croît plus rapidement que la densité.

C'est à la même conclusion qu'on est arrivé pour les rayons de Röntgen, comme le montre notamment un travail récent de Eve (*Nature* du 10 mars 1904).

LE ROSSIGNOL et C.-T. GIMINGHAM. — The rate of decay of Thorium emanation (La vitesse de décroissement de l'émanation du thorium). — P. 107-110.

On fait arriver de l'émanation dans un tube fermé, placé entre les deux armatures d'un condensateur, et on étudie à l'électromètre la décharge du condensateur de 5 en 5 minutes, durant 400 minutes. La loi de décharge est rigoureusement exponentielle. Au bout de 400 minutes, on balaye l'émanation par un courant de gaz, et l'on étudie, dans les instants qui suivent, la décharge due à la radioactivité induite sur les plateaux, laquelle, dans le cas du thorium, est toujours très faible par rapport à l'activité de l'émanation elle-même. Rien n'est plus aisé que d'en déduire la correction à apporter aux résultats précédents, et d'obtenir la courbe de décharge due à l'émanation seule. On arrive à trouver que la durée nécessaire pour que l'activité de l'émanation soit réduite à la moitié de sa valeur initiale est comprise entre 51 et 52 minutes.

L. HOLBORN et L.-W. AUSTIN. — Cathode disintegration in the discharge through gases at low pressures (Désintégration de la cathode dans la décharge à travers les gaz raréfiés). — P. 145-157.

Étude du poids perdu en une demi-heure par des cathodes identiques de formes, mais constituées par différents métaux, en fonction de la chute de potentiel cathodique (mesurée entre la cathode et une électrode parasite).

Les auteurs prennent un tube à quatre cathodes par lesquelles la décharge passe en même temps.

Voici quelques nombres donnant la perte de poids y en centièmes de milligramme par demi-heure, en fonction du nombre de volts V que représente la chute cathodique. La perte de poids ne dépend du degré de vide que par l'intermédiaire du voltage V qui varie quand la pression varie.

Argent *a*... $y = 0,175\ (V - 495) = 0,00162\ A\ (V - 495)$

Cuivre..... $y = 0,0525\ (V - 495) = 0,00165 \times \frac{A}{2}\ (V - 495)$

Iridium.... $y = 0,0786\ (V - 495) = 0,00163\ \frac{A}{4}\ (V - 495)$

Argent *b*... $y = 0,204\ (V - 495) = 0,00189\ A\ (V - 495)$

Bismuth.... $y = 0,193\ (V - 495) = 0,00185\ \frac{A}{2}\ (V - 495)$

Antimoine . $y = 0,0745\ (V - 495) = 0,00186\ \frac{A}{3}\ (V - 495)$.

Les métaux se groupent en deux séries, l'argent pouvant passer brusquement, sans qu'on en ait exactement déterminé la cause, d'une série à l'autre.

Ces deux séries ne diffèrent que par la valeur du coefficient commun qui multiplie le produit de V — 495 par l'*équivalent chimique*. A, dans les formules, représente le poids atomique, et $\frac{A}{2}$ $\frac{A}{3}$, etc., le poids atomique divisé par la valence, c'est-à-dire l'équivalent électrochimique. On retrouve ainsi la loi de Faraday.

Malheureusement, quand on passe d'un tube à un autre, les résultats changent non seulement en ce qui concerne le coefficient de (V — 495), mais en ce qui concerne aussi la valeur même du terme soustractif dans ce binôme : dans certains cas, on doit écrire V — 610 ; dans d'autres, V — 350.

Dans l'hydrogène, les phénomènes sont moins réguliers. Au delà d'une certaine limite, il n'y a plus augmentation de la perte de poids quand on fait croître la chute cathodique de potentiel.

R.-J. STRUTT. — Conduction of electricity through high vacua, under the influence of radioactive substances (Perte d'électricité par conduction à travers des vides élevés, sous l'action de substances radioactives).

On prend un barreau de bismuth rendu actif par un dépôt de « radiotellurium ». Il n'émet que des rayons α, à l'exclusion de rayons β, ce qui simplifie les choses. On le fixe à un électroscope, et on suspend le tout par un support isolant, dans un vase de verre où l'on fait le vide de Hittorf. Un fil de fer, mobile de l'extérieur à l'aide d'un aimant, permet de charger et de décharger le système isolé. Si l'électromètre est ainsi chargé, puis abandonné à lui-même, en contact du bismuth radioactif, il se décharge lentement, même à travers le vide de Hittorf.

Quand la pression de l'air baisse, la conductibilité diminue à peu près proportionnellement à partir de 2 millimètres, elle ne baisse que très lentement ; et au vide de Hittorf, on a la conductibilité qui correspondrait à 1/4 de millimètre de pression, si la proportionnalité se maintenait.

G.-W. WALKER. — On the rate of recombination of ions in gases (Sur la vitesse de recombinaison des ions dans les gaz). — P. 206-211.

K. Mc. CLUNG. — Reply (Réponse). — P. 211-215.

Objections à la méthode de Mac Clung pour la mesure des vitesses de recombinaison. Discussion de ces objections par l'auteur. Ces critiques n'atteignent pas, en tous les cas, les méthodes de mesure de M. Langevin, qui a retrouvé sensiblement les mêmes valeurs numériques que Mc. Clung.

W. MARSHALL WATTS. — On the atomic weight of radium and on relationships between the atomic weights of the elements and their spectra (Sur le poids atomique du radium, etc.). — P. 276-279.

Discussion des diverses méthodes fondées sur l'emploi de formules spectrales pour déduire le poids atomique d'un élément des poids atomiques d'éléments analogues.

R.-K. Mc. CLUNG. — The relative amount of ionization produced in gases by Röntgen rays of different types (Proportions relatives des ionisations produites dans différents gaz par des rayons Röntgen de différents types). — P. 357-372.

On compare par une méthode différentielle très ingénieuse le degré d'ionisation produit en même temps dans deux vases cylindriques identiques par un même tube de Röntgen. Chacun des deux vases contient deux électrodes d'aluminium en regard formant condensateur, l'une isolée et reliée à l'électromètre, l'autre maintenue à un potentiel élevé par une batterie d'accumulateurs. Les deux armatures isolées des deux vases sont reliées entre elles. Les armatures opposées sont reliées respectivement aux deux pôles opposés d'une batterie. Le tube de Crookes envoie par les fonds des deux vases cylindriques, fermés par des parois minces d'aluminium, des faisceaux de rayons X, qui ionisent les deux gaz, de l'air et de l'hydrogène, je suppose ; comme l'air est le siège d'une ionisation beaucoup plus intense que l'hydrogène, le conducteur constitué par les deux électrodes reliées à l'électromètre recevra plus d'électricité par le vase plein d'air que par le vase plein d'hydrogène ; si la seconde électrode du vase plein d'air est mise, par exemple, au pôle positif de la batterie, et la seconde électrode du vase à hydrogène au pôle négatif, l'électromètre recevra un excès d'électricité positive; si l'on faisait le vide complet dans le cylindre à air, au contraire, l'électromètre se chargerait négativement. Il y aura équilibre pour une pression convenable de l'air, variant entre 41 et 66 millimètres suivant les cas. L'équilibre, réglé pour un tube d'une certaine dureté, ne reste pas réglé si on lui substitue un tube plus mou ou plus dur. On apprécie le degré de dureté d'un tube par la distance explosive équivalente dans l'air libre. Voici quelques nombres :

$3^{mm},99$	de distance explosible	$41^{mm},5$	de pression
8 ,02	—	50 ,5	—
10 ,77	—	55 ,4	—
17 ,24	—	66 ,4	—

Si de l'hydrogène nous passons à l'oxygène, nous trouvons au contraire que c'est dans le vase à oxygène qu'il faut réduire la pression pour rendre l'ionisation égale à celle de l'air à la pression normale. Voici les pressions d'oxygène équivalentes à 760 millimètres

d'air, pour diverses duretés du tube producteur de rayons X :

5^{mm},03 de distance explosible		623 millimètres de pression d'oxygène		
7 ,01	—	636	—	—
19 ,1	—	652	—	—
29 ,48	--	663	—	—

Les mesures ont porté encore sur l'acide carbonique et sur l'acide sulfureux. Voici deux tableaux résumant les résultats de la comparaison des divers gaz avec l'air pour des rayons doux et pour des rayons durs :

Ionisations relatives avec des rayons doux :

Air	1,8
Hydrogène	0,105
Oxygène	1,30
Acide carbonique	1,46
Acide sulfureux	11,05

Ionisations relatives avec des rayons durs :

Air	1,0
Hydrogène	0,177
Oxygène	1,17
Acide carbonique	1,33
Acide sulfureux	4,79

Miss H. BROOKS. — The decay of the excited radioactivity from thorium, radium and actinium (La décroissance de la radioactivité excitée due au thorium, au radium et à l'actinium). — P. 373-384.

Un conducteur électrisé négativement, et exposé à l'émanation du thorium, devient radioactif. Si l'exposition a duré deux ou trois jours, dès que l'on enlève l'émanation, la radioactivité induite diminue, pour tomber au bout de onze heures à la moitié de sa valeur. Mais, si l'exposition à l'émanation a duré peu de temps, la radiation provenant du corps excité commence par croître, passe par un maximum qui est atteint au bout de quelques heures et décroît ensuite suivant la même loi que précédemment.

Il y a là deux phénomènes successifs, caractérisés par deux durées différentes de décroissance : le premier est une modification que subissent sans doute les ions positifs qui se sont fixés sur le corps, modification qui n'entraîne pas, par elle-même, de rayonnement; le second est la radioactivité elle-même. Le premier changement est tel

qu'il a porté sur la moitié de la matière qui y est soumise, au bout de cinquante-cinq minutes. Pour le second, la période de réduction de moitié est onze heures. En faisant varier la durée préalable d'exposition du conducteur négatif à l'émanation du thorium, on réalise différents cas dont la discussion comparée permet de déterminer les deux coefficients.

L'auteur a reconnu que la présence d'humidité dans le gaz du récipient où s'exerce l'influence de l'émanation introduit une complication spéciale : « Si l'air, qui n'a pas été préalablement débarrassé de toute humidité, est laissé en présence d'émanation du thorium pendant une période de dix-huit heures environ, puis qu'on introduise un barreau chargé négativement dans cet air, durant une seule minute, la décroissance de la radiation émanée du barreau après qu'on l'a retiré est la même que celle d'une électrode exposée à l'émanation durant cette période de dix-huit heures. Et la grandeur d'activité induite ainsi obtenue est plusieurs fois celle obtenue pendant la même durée d'exposition à l'air sec, ou à l'air qui n'a été en présence d'émanations du thorium que pendant un temps assez court. »

Dans le cas du radium, on a également plusieurs phénomènes successifs ou simultanés caractérisés par des rapidités de décroissance différentes. On étudie séparément la décroissance de l'émission des rayons α, β et γ provenant de conducteurs dont l'activité a été provoquée par l'émanation du radium. L'étude de l'émission des rayons β et γ conduit à des résultats assez simples et identiques. Celle de l'émission des rayons α est plus compliquée : en faisant varier l'exposition à l'émanation, on arrive à trouver qu'il y a trois changements, aprés le dépôt des ions positifs sur le conducteur : le premier donne lieu uniquement à l'émission de rayons α, il tombe à la moitié de son intensité en trois minutes. Le second changement ne donne pas lieu à l'émission de rayons, de sorte que la radiation, au bout d'une dizaine de minutes, reste constante pendant une période variable, qui décroît avec la durée de l'exposition préalable, et qui atteint quarante minutes pour de très courtes expositions. Enfin la troisième modification donne lieu à l'émission de rayons α, et elle est caractérisée par une réduction de moitié au bout de vingt-huit minutes.

L'actinium donne lieu aux mêmes phénomènes. Pour de courtes expositions à l'émanation, la radioactivité induite commence par

croître après qu'on a soustrait le corps à l'action de l'émanation. Après que le maximum est atteint, la radioactivité tombe de moitié en quarante minutes. La première modification de la matière, non accompagnée d'émission de rayons, est caractérisée par une période de une minute et demie : il faut une minute et demie pour que la moitié de la matière provenant des ions positifs fixés sur le corps soit transformée en matière radioactive.

G.-A. SCHOOTT. — On the kinetics of a system of particles illustrating the line and band spectrum (Observations sur le mémoire de Nagaoka, analysé plus haut). — P. 384-387.

CLARENCE-A. SKINNER. — The relation of electrode fall in gases to the contact potential series (La relation des chutes de potentiel aux électrodes dans les gaz, à la série des potentiels de contact). — P. 387-397.

On a étudié les chutes cathodique et anodique dans un même tube, avec des électrodes de métaux différents. Un disque présentant sur sa circonférence dix électrodes de métaux différents permet, par un mouvement de revolver, de substituer une cathode d'or ou de nickel, par exemple, à une cathode exactement de même forme en platine, pendant le fonctionnement même du tube à décharge. On a opéré dans l'hydrogène, l'azote et l'oxyde à diverses pressions avec les métaux suivants : Pt, Ag, Au, Cu, Fe, Ni, Bi, Sb, Sn, Pb, Cd, Zn, Al, Mg. Cet ordre de succession est l'ordre de la série de Volta. C'est aussi l'ordre des chutes cathodiques décroissantes, et celui des chutes anodiques croissantes.

O.-W. RICHARDSON. — The effect of a luminous discharge on the ionization produced by hot platinum in gases at low pressures (Effet d'une décharge lumineuse sur l'ionisation produite par le platine chaud dans des gaz à basse pression).

Un fil de platine chaud perd de l'électricité positive dans le vide ; et cette déperdition diminue avec le temps, en sorte qu'un fil de platine qu'on a chauffé un temps suffisant à basse pression perd son pouvoir de produire une ionisation positive. Ce pouvoir peut être recouvré par différents procédés : l'un d'entre eux est l'exposition à la décharge lumineuse.

On dispose en regard, dans un tube à vide, une spirale de platine qu'on pourra porter au rouge par un courant et deux pôles d'alumi-

nium entre lesquels on produira des étincelles. Quand l'émission totale du fil de platine, mesurée par la quantité totale d'électricité qu'il est capable d'émettre, a été réduite à zéro, on fait agir la décharge, et alors le pouvoir d'émission redevient plus ou moins grand selon que la décharge a éclaté plus ou moins loin. Pour une distance de 1 centimètre entre les électrodes et la spirale, on a une émission totale de 240; pour $1^{cm},8$, on a 142; pour $2^{cm},5$, 100, et pour 3 centimètres, l'émission tombe à 8. Elle est inappréciable quand la distance atteint 5 ou 6 centimètres. *L'auteur a vérifié que seule la distance de la cathode importe.*

John TROWBRIDGE et W. ROLLINS. — Radium and the electron theory (Radium et théorie des électrons). — P. 410-413.

L'expérience de Faraday, qui cherchait si la lumière n'éprouvait pas de modification en passant à travers un électrolyte traversé par un courant, ou si elle n'en provoquerait pas, ne donna à l'illustre savant qu'un résultat négatif. Les auteurs, inspirés par la théorie électronique des métaux, ont fait agir des rayons provenant d'un morceau de bromure de radium pur et lumineux sur une bobine de fil d'aluminium traversé par un courant, et n'ont trouvé non plus aucune modification.

E.-F. BURTON. — A radioactive gas from crude petroleum (Un gaz radioactif extrait du pétrole brut). — P. 498-509.

Avec du pétrole venant de Petrolia (Ontario), puisé à 465 pieds de profondeur, on a un effet analogue à celui qu'ont donné le mercure et l'eau de la ville de Cambridge, et très prononcé.

On dégage du liquide un gaz qui, arrivant dans un réservoir cylindrique à électrode centrale, disposé pour des mesures de conductibilité, augmente beaucoup la conductibilité de l'air intérieur. La radioactivité, une fois coupée la communication du vase cylindrique avec le réservoir à pétrole, augmente d'abord de 40 0/0 environ, atteint une valeur maximum au bout de trois heures, puis décroît, pour tomber à la moitié de cette valeur maximum au bout de 3 jours et $\frac{1}{8}$.

Le gaz induit une radioactivité provoquée sur les parois du réservoir où il est enfermé. Si on le chasse par un courant d'air frais, la

radioactivité induite tombe à la moitié de sa valeur initiale en trente-cinq minutes.

LORD KELVIN. — Plan of a combination of atoms to have the properties of polonium or radium (Plan d'une combinaison d'atomes figurant les propriétés du polonium et du radium). — P. 528-534.
— On electric insulation on « vacuum » (Isolement électrique dans le vide). — P. 534-538.

1. Le premier mémoire est un développement des idées exposées dans l'article « Aepinus atomized »(1), où, suivant la théorie d'un fluide unique, on explique les phénomènes électriques par les actions réciproques d'*électrions* d'électricité résineuse et d'*atomes vides*, équivalents à une charge d'électricité vitreuse.

Donnons en particulier l'image du *polonium*, qui a la propriété d'émettre les particules d'électricité vitreuse, animées d'une grande vitesse.

Considérons deux *atomes vides*, sphériques, empiétant l'un sur l'autre et maintenus l'un contre l'autre, malgré leur répulsion, par un *électrion* situé dans le volume commun. Si l'électrion a une masse e et les atomes vides chacun une charge — $4e$, il est aisé de voir que l'attraction de l'électrion pour chacun des atomes dépasse leur répulsion. Il y a exactement équilibre si les sphères deviennent tangentes et si l'électrion est au point de contact; *mais cet équilibre est instable*. Et le moindre ébranlement provoque la séparation d'un des atomes, emportant la charge vitreuse — $4e$, tandis que l'électrion reste accroché à l'autre atome; cette rupture a le caractère d'une véritable explosion.

Un autre schéma, analogue, donnerait l'image de l'émission des rayons β par le radium.

2. Dans une conférence à la *Royal Institution*, le 18 mars 1860, lord Kelvin disait :

« On a supposé qu'en dehors de l'atmosphère terrestre existe « dans l'espace quelque chose, ou rien du tout, qui constitue un « isolant parfait ; mais cette supposition semble n'avoir d'autre « fondement que cette idée étrange que la conductibilité est une « qualité positive ou une propriété de la matière, plutôt que la « simple absence de résistance. »

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 605; 1902.

Il revient sur cette idée, à propos des expériences sur l'isolement dans le vide. Pour lui, l'éther lumineux est un milieu parfaitement dénué de résistance au passage de l'électricité (*very perfect non-resister*).

Ce qui constitue l'isolement de l'électricité par le « vide », ce n'est pas la résistance de l'espace sans matière ou de l'éther, mais la résistance qu'oppose le verre ou le métal ou tout autre solide ou liquide à l'extraction d'électrions ou de fragments électrisés pris à sa propre substance.

Suivent des calculs de la force nécessaire pour arracher un électrion à une électrode métallique, dans le vide absolu, dans certains cas particuliers. Des expériences systématiques sur la question seraient plus nécessaires que jamais.

GEORGE JAFFÉ. — On the conductivity of gases contained in small vessels (Sur la conductibilité de gaz contenus dans des vases de petites dimensions). — P. 556-568.

On a étudié la variation de la conductibilité normale due à l'ionisation spontanée avec diverses circonstances, notamment les dimensions des vases, la pression du gaz et sa densité. (On a, en particulier, opéré avec le nickel-carbonyle [$Ni(CO)^4$], dont la densité est 5,9 par rapport à l'air.)

Les irrégularités observées dans l'ionisation spontanée de l'air contenu dans un vase atteignent 20, 30 et parfois 40 0/0 d'un moment à l'autre, sans cause apparente. Elles se produisent le jour et la nuit, indifféremment. Elles sont proportionnellement plus importantes dans le cas de vases de petites dimensions.

Si l'on réduit la pression de 760 à 30 ou à 20 millimètres, on confirme le résultat, indiqué par C.-T.-R. Wilson, que la perte d'électricité cesse d'être proportionnelle à la pression aux basses pressions, mais décroît moins vite que la pression.

Pour le nickel-carbonyle, la perte d'électricité (mesurée par le nombre de divisions de l'électroscope parcourues en une heure par la feuille d'or) est sensiblement cinq fois plus grande que dans l'air ; c'est-à-dire que la proportionnalité à la densité peut être regardée comme suffisamment vérifiée.

A.-S. EVE. — A comparison of the ionization produced in gases by penetrating Röntgen and radium rays. P. 600-618. — On the secondary radiation caused by the β and γ rays of radium. P. 669-685. — (Comparaison de l'ionisation produite dans les gaz par les rayons pénétrants de Röntgen et ceux du radium. Radiations secondaires produites par les rayons β et γ.)

L'ionisation produite dans les divers gaz par les rayons γ du radium est proportionnelle à leur densité. Pour les rayons Röntgen, cette ionisation augmente, d'après les recherches faites jusqu'ici, plus vite que la densité.

L'auteur reprend l'étude de cette question, en faisant agir un tube de Röntgen spécialement dur à la fois sur deux électroscopes identiques, placés à 60 centimètres de distance, et contenant l'un de l'air, l'autre le gaz ou la vapeur étudiés. Il obtient ainsi des nombres très voisins des densités relatives; il trouve par exemple 2,3 pour SO^2 pour l'ionisation rapportée à l'air, alors que la densité de SO^2 par rapport à l'air est 2,2; 4,6 pour le chloroforme, alors que la densité est 4,3; l'iodure de méthyle seul donne encore pour l'ionisation relative un nombre trop fort : 13,5 au lieu de 5,0.

Dans une autre série d'expériences, l'auteur a réussi à mettre en évidence les rayons secondaires produits par les rayons γ du radium. Il prend une ampoule de verre, dont la paroi arrête par conséquent les rayons α émis par le radium contenu à l'intérieur; on peut même arrêter les rayons β avec une lame de plomb; le radium ne tombe pas directement sur un électroscope protégé par un écran de plomb épais, mais sur un corps liquide ou solide « radiateur », qui émet à son tour une radiation qu'on étudie. En l'absence de ce solide ou liquide, il y a un léger effet dû à l'air. En gros, la radiation secondaire est proportionnelle à l'ionisation. Elle dépend de l'épaisseur du radiateur comme on a pu le montrer en employant des feuilles de papier ; au delà d'un certain nombre, 30 à 40 feuilles, l'effet n'augmente plus.

Les rayons γ ne subissent aucune déviation magnétique. Paschen a soutenu qu'ils n'étaient que des rayons β plus pénétrants, parce qu'animés d'une plus grande vitesse. L'erreur du physicien allemand vient de ce qu'il a attribué aux rayons γ eux-mêmes l'électrisation positive prise par une enceinte de plomb épais, isolée, quand elle contient du radium à son intérieur, alors que l'effet doit être dû aux rayons secondaires émis par le plomb que traversent ces rayons γ,

et ces rayons secondaires peuvent, en certains cas, comme les rayons secondaires dus à l'action des rayons X, être constitués par des ions négatifs.

R.-J. STRUTT. — Notes on the radioactivity of various materials (Notes sur la radioactivité de diverses substances). — P. 618-619.

Examen de diverses substances. A noter le résultat donné par des dépôts produits dans des tuyaux de plomb aux bains romains de Bath. Ces dépôts contiennent moins de fer et sont moins radioactifs que les dépôts récents. De là l'idée que le radium qu'ils contiennent, ayant été séparé depuis deux mille ans environ de l'uranium qui l'aurait produit, aurait, pendant cette période, perdu beaucoup de son activité.

E. RUTHERFORD. — Slow transformation products of radium (Produits de transformation lente du radium). — P. 636-650.

M. Rutherford essaie de débrouiller la complication de produits successifs auxquels donne lieu la transformation spontanée de l'émanation du radium. Voici à quel tableau il arrive :

	Temps nécessaire pour que la transformation soit faite à moitié
Radium : donne rayons α, et	1000 ans
Emanation : donne rayons α, et	4 jours
Radium A : donne rayons α et	3 minutes
Radium B : donne	21 minutes
Radium C : donne rayons α, β et γ, et	28 minutes
Radium D : donne rayons β	40 ans
Radium E : donne rayons α	

Le radium E mettrait à disparaître dans une nouvelle transformation un temps tel que la transformation serait de moitié au bout d'un an.

L'ensemble des corps appelés radium A, B et C est ce qu'on avait appelé d'abord radium X, ou encore émanation X. Il y a là plusieurs produits distincts par leurs propriétés, mais analogues en ce qu'ils se détruisent rapidement pour donner lieu à d'autres produits.

M. Rutherford s'est attaché à différencier deux matières, le radium D et le radium E, dans le produit résultant de la transformation du radium C. Ces nouvelles matières sont beaucoup plus stables, et su-

bissent des transformations beaucoup plus lentes. Le radium D, qui doit subir une transformation de moitié au bout d'environ quarante ans, serait, dans la pratique courante, susceptible d'être substitué au radium proprement dit, dont la destruction paraît être environ vingt-cinq fois plus lente.

Voici les caractères différentiels des radiums D et E :

D ne donne que des rayons β, soluble dans l'acide sulfurique, non volatil à 1 000° C., et n'est pas déposé sur le bismuth ;

E ne donne que des rayons α, soluble dans l'acide sulfurique, volatil à 1 000° C., et se dépose d'une solution de bismuth.

L'auteur pense, sans en avoir encore des preuves décisives, que le radium E doit être identique au polonium de Mme Curie.

Il pense aussi que le radium D doit se trouver, tel quel, dans la pechblende, d'où l'on pourrait l'isoler pour s'en servir directement.

George-W. WALTER. — On saturation currents in ionization (Courants de saturation dans l'ionisation). — P. 650-659.

Discussion théorique des conditions qui doivent être remplies pour qu'on ait le droit de parler d'un *courant de saturation* dans les courants produits par les gaz ionisés.

William SUTHERLAND. — The electric origin of gravitation and terrestrial magnetism (Origine électrique de la gravitation et du magnétisme terrestre). — P. 685-692.

L'auteur a déjà, dans de nombreux mémoires, essayé de rattacher aux propriétés des seuls ions positifs et négatifs, munis d'inertie électromagnétique, toutes les propriétés de la matière. A signaler sa notation, qui consiste à figurer par des dièzes et des bémols les ions positifs et négatifs, et par l'accouplement d'un dièze et d'un bémol le *doublet* élémentaire. Du présent mémoire, extrayons quelques remarques :

Deux *doublets* formés chacun de deux ions $+ e$ et $- e$ exercent l'un sur l'autre les forces suivantes :

1° Répulsion des deux ions positifs, égale à :

$$(1 - b)\frac{e^2}{r^2},$$

b étant un coefficient très petit, r la distance ;

2° Répulsion des deux ions négatifs :

$$(1 - c)\frac{e^2}{r^2};$$

3° Attraction des ions de signes contraires, égale pour chaque couple à :

$$\frac{e^2}{r^2}.$$

L'inertie de chacun des ions est :

$$i = \frac{2}{3}\frac{e^2}{aV^2}.$$

a étant le rayon et V la vitesse de la lumière. — L'action résultante est donc une attraction égale à :

$$\frac{9(b + c) \, . \, i^2 a^2 V^4}{4e^2 r^2};$$

c'est l'attraction de la matière par la matière, laquelle serait nulle, si b et c étaient nuls, s'il y avait exacte compensation entre l'attraction des électricités contraires et la répulsion des électricités de même nom. L'attraction de la matière pour la matière résulte d'une légère inégalité entre ces forces électriques de sens opposés, conformément à la théorie de Lorentz.

Si on a, d'une part, n_1 doublets constituant une certaine masse m_1, et, d'autre part, n_2 doublets formant une masse m_2, on a :

$$2n_1 i = m_1, \qquad 2n_2 i = m_2,$$

et l'attraction des deux masses m_1 et m_2 est :

$$\frac{9(b + c)\, m_1 m_2 a^2 V^4}{16 e^2 r^2}.$$

La constante G de l'attraction universelle est donc :

$$G = \frac{9(b + c)\, a^2 V^4}{16 e^2},$$

ce qui donne le moyen de calculer $b + c$. On a :

$$G = 666 \, . \, 10^{-10} \text{ C. G. S.}; \quad V = 3 \, . \, 10^{10}; \quad e = 3 \, . \, 10^{-10};$$

et on peut prendre pour a (rayon du *corpuscule*) : $a = 2 \, . \, 10^{-13}$ (Voir

Langevin, thèse). On en tire :

$$b + c = 32 \,.\, 10^{-44}.$$

D'autre part, l'auteur a développé ailleurs une théorie du magnétisme terrestre, suivant laquelle le champ magnétique serait dû, pour sa partie principale, à la différence d'action des courants de convection produits par les ions négatifs, d'une part, et par les ions positifs, d'autre part. Ces ions positifs et négatifs, qui constituent les atomes de la matière de la Terre, sont les uns et les autres entraînés dans le mouvement diurne de rotation.

On arrive ainsi à l'expression suivante pour le potentiel magnétique en un point de la surface terrestre de latitude $90° - \theta$:

$$\psi = \frac{2\,(b - c)\,\pi \,.\, \Omega\rho \,.\, R^3 \cos\theta}{15},$$

Ω étant la vitesse angulaire de rotation de la Terre, et ρ la densité électrique moyenne d'une des deux électricités qui constituent les atomes. D étant la densité moyenne de la Terre, supposée constante, et h la masse de l'atome d'hydrogène, l'inertie d'un électron est sensiblement $\frac{h}{1000}$, et le nombre des électrons négatifs dans l'unité de volume sensiblement $500\,\frac{D}{h}$, d'où :

$$\rho = \frac{500 e D}{h}.$$

D'autre part, Von Besold a indiqué comme valeur moyenne du potentiel magnétique sur le parallèle $90° - \theta$:

$$\psi = 0{,}330 \,.\, R \cos\theta.$$

En identifiant, il vient :

$$b - c = 9{,}7 \,.\, 10^{-22}.$$

En rapprochant de la valeur de $b + c$, on trouve :

$$\left|\begin{array}{l} b = 4{,}85 \,.\, 10^{-22} + 16 \,.\, 10^{-44} \\ c = 4{,}85 \,.\, 10^{-22} + 16 \,.\, 10^{-44} \end{array}\right.$$

ou, en posant

$$\beta = 2{,}4 \,.\, 10^{-22} :$$

$$\left|\begin{array}{l} b = 2\beta + \beta^2 \\ c = -\,2\beta + \beta^2. \end{array}\right.$$

Le magnétisme terrestre, proportionnel à β, dépendrait donc d'un terme du premier ordre, et la gravitation d'un terme du second ordre seulement, proportionnel à β^2. Les écarts à la valeur égale à celle de l'attraction, pour la répulsion entre électricités de même signe, seraient donc en sens inverse pour les deux électricités : la répulsion entre corpuscules d'électricité négative serait un peu supérieure à l'attraction entre électricités contraires, tandis que la répulsion entre électricités positives serait un peu inférieure à l'attraction; mais la différence serait, dans ce dernier cas, un peu plus grande que dans l'autre, et il en résulterait un léger excès en faveur de l'attraction entre deux doublets.

Ajoutons que ces considérations intéressantes et de nature à provoquer des réflexions conduiraient pour le champ électrique produit au voisinage du sol à des valeurs hors de proportion avec les valeurs que révèle l'expérience.

W.-H. BRAGG. — On the absorption of α rays, and on the classification of the α rays from radium (Absorption des rayons α et classification des rayons α du radium). — P. 719-726.

W.-H. BRAGG et K. KLEEMAN. — On the ionization curves of radium (Courbes d'ionisation du radium). — P. 726-738.

Les rayons β, constitués par de simples électrons, subissent deux causes d'absorption, et diminuent d'intensité en traversant de la matière pour deux raisons : par *ionisation* des atomes qu'ils dissocient, et par collisions contre des atomes qui, sans être dissociés, dévient les corpuscules de leur route et les dispersent. C'est ce que Lenard a observé dans ses mémorables expériences sur les rayons cathodiques sortant dans l'air, à travers une mince fenêtre d'aluminium.

Les rayons α ne subissent qu'une de ces causes de réduction d'intensité : ils sont, en effet, constitués par des groupes d'atomes ou de corpuscules, d'inertie considérable, et ne sont pas sensiblement déviés par la rencontre d'atomes ordinaires. Ils ne perdent leur énergie que par ionisation.

Il en résulte que leur absorption doit être simplement proportionnelle à la matière rencontrée. Les auteurs ont tracé des courbes donnant l'ionisation produite par les rayons α du radium en fonction de la distance dans l'air, existant entre la source des rayons et l'appa-

reil mesureur de l'ionisation (plateau métallique, et en avant une toile métallique parallèle). Les courbes sont complexes, quand on n'élimine pas soigneusement l'effet des rayons β et γ ; quand on s'arrange pour ne conserver que les rayons α, les courbes, qui ont la forme d'hyperboles ayant les axes pour asymptotes, indiquent bien que l'ionisation est en raison inverse de la distance; mais il semble y avoir des points anguleux, ce qui conduit à admettre qu'il y a deux espèces, et peut-être quatre espèces différentes de rayons α, caractérisées par des vitesses d'émission définies et différentes.

JOHN-S. TOWNSEND et H.-E. HURST. — The genesis of ions by the notion of positive ions, and a theory of the sparting potentiel (La genèse des ions par le mouvement des ions positifs, et la théorie du potentiel explosif). — P. 738-752.

Expériences portant sur l'hydrogène et sur l'air à différentes pressions. On mesure le potentiel explosif entre plateaux parallèles. Les mesures faites vérifient d'une façon remarquable la formule de Townsend :

$$a = \frac{\log \alpha - \log \beta}{\alpha - \beta} \text{ (1)}$$

M. Townsend appelle l'attention, en terminant, sur la différence qui existe entre le potentiel explosif proprement dit et la différence de potentiel entre les électrodes, nécessaire pour le maintien d'un courant électrique continu.

B. BRUNHES.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

Vol. XIX ; janvier, mars, avril 1904.

ARTHUR-L. DAY et C.-E. VAN ORSTRAND. — The black body and the measurement of extreme temperatures (Le corps noir et la mesure des températures extrêmes). — P. 1-40.

Conférence faite à la Philosophical Society de Washington, où se trouve résumée l'histoire du développement de la loi de Kirchhoff et

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 394-397 ; 1904. La formule est donnée à la page 396.

de la théorie du rayonnement d'un corps noir. Les auteurs y critiquent l'application des relations qui expriment ce rayonnement à l'estimation de la température du Soleil.

George-E. HALE et Ferdinand ELLERMAN. — Calcium and hydrogen floculi (Flocons de calcium et d'hydrogène). — P. 41-52.

Un des instruments qui doivent le plus contribuer à étendre notre connaissance de la surface solaire est, assurément, le spectrohéliographe, qui nous montre comment sont distribués les divers éléments qui composent la chromosphère. C'est, en son essence, un spectroscope dans lequel un écran à fente placé dans le plan du spectre, en avant de la plaque photographique, ne laisse tomber sur elle que la lumière fournie par une radiation bien déterminée. En donnant à l'image du soleil sur la fente antérieure du spectroscope, et à la plaque photographique derrière la fente postérieure, des mouvements concordants, on peut avoir une image de la surface solaire formée par telle radiation que l'on veut[1]. MM. G. Hale et F. Ellerman publient quelques-unes des photographies qu'ils ont obtenues ainsi et qui sont tirées du volume III des *Publications of the Yerkes Observatory*, où doit se trouver aussi la description détaillée de leur instrument. L'image de la chromosphère donnée par les radiations de l'hydrogène ou par celles du calcium a l'aspect d'une mer de nuages, d'un réseau de matières floconneuses rappelant les granulations et les facules de la photosphère. Pour distinguer ces deux phénomènes, les auteurs proposent de réserver le nom de facules aux hautes régions de la photosphère sensibles à la vision ordinaire et caractérisées par un spectre continu, et d'appeler flocons (floculi) les nuages de gaz ou de vapeurs situés à un niveau plus élevé et qui ne sont visibles qu'au spectrohéliographe.

Le spectrohéliographe ne permet pas seulement d'avoir l'image en plan de la chromosphère. En mettant en pratique une idée de M. Deslandres, les astronomes de Yerkes ont pu le faire servir à donner l'image de sections de la chromosphère faites à des niveaux

(1) La deuxième fente étant complètement recouverte par une raie sombre du spectre, on a l'image de la couche gazeuse dans laquelle se produit l'absorption qui donne naissance à cette raie; si la fente laissait passer une partie du spectre continu, beaucoup plus brillant, on aurait l'image de la photosphère qui le produit.

différents, au-dessus de la photosphère. Les raies H et K du calcium sont larges et nébuleuses et présentent souvent un double renversement. On peut les décomposer en trois parties : une bande sombre et large, que les auteurs désignent par H_1 et K_1 ; une raie brillante relativement étroite que l'on voit au centre de cette bande, aux points du disque solaire où la fente coupe des masses incandescentes de vapeur de calcium (H_2, K_2) ; enfin une raie sombre très étroite au centre des H_2, K_2 (H_3, K_3). H_1 et K_1 sont dues à la vapeur du calcium la plus dense, qui se trouve près de la photosphère. H_2 et K_2 proviennent de vapeurs situées un peu au-dessus, et dans les plus hautes régions se trouvent les vapeurs plus froides et moins denses donnant H_3 et K_3. Cette disposition des couches est justifiée par les résultats obtenus pendant les éclipses. Il est clair que, si la seconde fente du spectrohéliographe correspond au bord extrême de H_1 et K_1, elle ne recevra de lumière que de la vapeur de calcium assez dense pour produire une raie de cette largeur, de celle qui est située dans les régions les plus basses de la chromosphère. Si l'on rapproche la fente du centre de la raie, elle recevra de la lumière de vapeurs placées à un niveau plus élevé et aussi de vapeurs plus basses; mais, comme l'intensité de la radiation de la vapeur s'accroît jusqu'au niveau de H_2, K_2, les photographies successives tendront à fournir des sections de plus en plus élevées des nuages de calcium. Les photographies de l'observatoire Yerkes montrent comment cette méthode peut servir à déterminer la structure des flocons de calcium : à leur base, leurs sections sont petites et bien définies; elles s'élargissent aux niveaux plus élevés, ayant ainsi une forme analogue aux masses nuageuses qui s'échappent d'un volcan.

G.-W. RICHTEY. — On methods of testing optical mirrors during construction (Sur les méthodes d'essai des miroirs optiques pendant leur construction). — P. 53-69.

La méthode que préconise l'auteur, opticien à l'observatoire Yerkes, n'est autre que la troisième méthode de Foucault, celle de l'écran à bord rectiligne. La lumière qui traverse un trou d'aiguille placé au centre d'un miroir concave donne tout à côté de lui une image à travers laquelle l'observateur déplace une lame de couteau. S'il place son œil dans le faisceau lumineux, il voit la surface du miroir, sup-

posée parfaitement taillée, diminuer uniformément d'intensité ; mais, si la surface n'est pas parfaite, les irrégularités apparaissent en un relief extrêmement exagéré. On a ainsi un moyen de vérifier rapidement en son entier la surface du miroir. L'auteur applique cette méthode à toute espèce de miroir, le fondement d'un atelier d'optique étant pour lui le miroir sphérique concave. Ce miroir lui permet d'abord de construire un miroir plan, en faisant réfléchir sur ce dernier les rayons lumineux issus du trou d'aiguille et qui tombent ensuite sur le miroir sphérique ; les imperfections sont dues au miroir plan. Ayant un miroir plan, on peut étudier un miroir parabolique, en plaçant un trou d'aiguille à son foyer, le miroir plan servant pour l'autocollimation des rayons. L'auteur arrive même par cette méthode à construire les miroirs convexes qu'il place dans les télescopes de Cassegrain.

J. FENYI. — Michelson's theory of the displacement of spectral lines (Théorie de Michelson du déplacement des raies spectrales). — P. 70-79.

Michelson a montré [1] que, dans l'application du principe de Doppler-Fizeau, on devait tenir compte du déplacement des masses d'indices divers que traverse le faisceau lumineux. Si ces masses ont une forme telle que la longueur du trajet que la lumière y effectue puisse varier, le chemin optique équivalent variant de la même façon, les conditions sont les mêmes que si la source lumineuse s'éloignait ou se rapprochait de l'observateur, et les raies de son spectre se déplacent ; mais, pour un déplacement de raies donné, la vitesse que doit avoir la matière intermédiaire peut être beaucoup moindre que celle qu'aurait la source lumineuse dans l'explication ordinaire. Si l'on suppose, en effet, que la masse a la forme d'un coin très obtus qui s'enfonce perpendiculairement dans le faisceau lumineux, une vitesse de déplacement faible peut amener un accroissement très rapide de la longueur du chemin optique.

M. Fenyi cherche à donner une démonstration un peu plus élémentaire de cette théorie et montre comment elle simplifie l'explication de certains phénomènes solaires. Tandis que dans l'explication de Doppler-Fizeau la composante radiale de la vitesse de la source est inférieure ou au plus égale à cette vitesse, dans l'explica-

[1] *Astroph. Journ.*, vol. XIII, p. 192 ; 1901.

tion de Michelson le déplacement apparent peut être beaucoup plus grand que le déplacement réel. On n'est donc plus obligé d'attribuer aux proéminences solaires la vitesse énorme qu'elles auraient si le déplacement des raies de leur spectre mesurait simplement la composante radiale de cette vitesse.

P.-G. NUTTING. — The spectra of mixed gases (Les spectres des mélanges gazeux). P. 105.

On s'est aperçu de bonne heure que les spectres des mélanges gazeux excités électriquement donnent souvent le spectre d'un composant métallique lourd, bien plus fortement que celui d'un composant plus léger, et cela d'une manière tout à fait hors de proportion avec les quantités relatives de matières présentes. M. P. Nutting montre que le caractère métallique importe peu ; le soufre et l'iode sont presque aussi actifs pour affaiblir le spectre de l'hydrogène que les vapeurs de mercure ou de cadmium. Dans 80 mélanges de 15 éléments, aisément vaporisables, il n'a trouvé aucune contradiction à la loi suivante : *Dans les spectres des mélanges gazeux, toutes autres choses égales, le spectre du gaz de plus grand poids atomique sera le plus brillant.* Ceci s'applique à des tubes de Plücker contenant des gaz à des pressions de $0^{mm},1$ à 10 millimètres et traversés par un courant ne dépassant pas 10 milliampères. En dehors de ces limites, l'effet du poids atomique diminue ; les intensités des spectres sont de plus en plus en rapport avec les quantités relatives des gaz présents.

Quand des combinaisons chimiques se produisent, l'auteur a pu presque constamment observer les spectres des deux gaz en présence superposés pendant leur combinaison. On peut croire que les spectres des composés suivent la loi des poids moléculaires; mais les observations ne sont pas suffisantes pour l'établir rigoureusement.

De grandes variations de pression n'affectent pas la prépondérance d'un spectre sur l'autre ; mais, à très haute ou très basse pression, le gaz le plus léger l'emporte.

Les changements dans la température produisent peu d'effet, tant que les composants et produits demeurent vaporisés.

Les changements dans la densité du courant, en de larges limites, n'affectent pas la prépondérance spectrale ; mais un courant extrê-

mement dense a toujours accru l'intensité relative du gaz le plus léger.

Souvent un spectre affaiblit d'abord dans le second spectre les raies les plus voisines de lui ; les combinaisons avec le groupe du soufre ne montrent cependant pas cet effet.

H. KONEN et A. HAGENBACH. — On double reversal (Sur le double renversement). P. 111-115.

Les auteurs confirment l'opinion de Humphreys que le double renversement des raies spectrales n'est en général qu'apparent. Les exemples qu'ils ont relevés sur leurs photographies se rapportent à peu près aux mêmes raies que ceux de Humphreys, ce qui tendrait à prouver que ces raies sont les seules qui puissent se trouver dans les conditions voulues. Ils ont observé cinq principales causes de double renversement apparent : superposition de deux raies de différents ordres dans les spectres de diffraction, superposition d'émissions non simultanées, actions de différentes portions de la source lumineuse, superposition de raies du même ordre, et renversement symétrique ou dissymétrique, combiné avec un élargissement des raies. Ils ont aussi observé un double renversement certain dans le cas de la raie du magnésium λ 2 852,25, et quelques doubles renversements douteux.

CHARLES FABRY. — On the wave-length of the cadmium line at λ 5 086 (Sur la longueur d'onde de la raie du cadmium λ 5 086). — P. 116-118.

La valeur de la longueur d'onde de la raie verte du cadmium λ 5 086, que M. Hamy avait déterminée par son procédé interférentiel, est assez différente de celle qu'avait obtenue M. Michelson pour avoir pu jeter quelques doutes sur la valeur de la méthode interférentielle appliquée aux mesures absolues. Cependant M. Hamy avait bien fait remarquer que la radiation λ 5 086 donnée par son tube sans électrode se compose d'une raie simple et d'un doublet à composantes égales, et que ses mesures se rapportaient à la raie simple. Le tube de Michelson ne donnait au contraire que le doublet dont les composantes étaient alors inégales, et c'est à la plus forte des deux que se rapportent les mesures de MM. Michelson et Benoist. Il

n'est donc pas étonnant que leur résultat ne concorde pas avec celui de M. Hamy.

M. Fabry, à l'aide de sa méthode interférentielle, a repris l'étude de cette radiation ; dans les tubes sans électrodes, il a retrouvé les trois raies de M. Hamy, et il a mesuré l'intervalle séparant la raie isolée de celle mesurée par Michelson. La différence trouvée, $0^{\mu\mu},0076$, établit une concordance complète, au moins aux 3 dix-millionièmes, entre les valeurs obtenues par les deux savants.

Franck W. Very. — The absorption of radiation by the solar atmosphere and the intrinsic radiation of that atmosphere (L'absorption du rayonnement par l'atmosphère solaire et le rayonnement intrinsèque de cette atmosphère). — P. 139-150.

Dans ce mémoire un peu confus, l'auteur donne des explications très plausibles de certaines particularités du rayonnement solaire : décroissance du violet au rouge de l'absorption exercée par l'atmosphère solaire sur la lumière de la photosphère, constance du rayonnement des taches à leur approche du limbe, uniformité d'aspect des raies de Fraunhofer en quelque point du disque qu'on les observe.

L'absorption sélective produite sur l'extrémité violette du spectre ne serait pas une véritable absorption, mais une diminution des radiations de faibles longueurs d'onde par leur diffraction ou réflexion sur des particules trop fines pour arrêter le rouge. C'est aussi à cet effet de diffraction que serait due la constance du rayonnement des taches : les taches plus froides doivent donner en grande proportion des rayons de grandes longueurs d'onde plus facilement transmissibles que ceux de la surface générale. Quant à l'uniformité d'aspect des raies de Fraunhofer, elle proviendrait de ce que l'absorption ou le rayonnement d'un gaz doit peu s'accroître avec son épaisseur. Une faible épaisseur de la chromosphère doit suffire pour arrêter les radiations photosphériques correspondant aux raies qu'elle peut émettre, et son émission doit être limitée par l'absorption qu'elle exerce sur son propre rayonnement. Les raies de Fraunhofer ne seraient donc dues qu'au rayonnement d'une couche toute superficielle de la chromosphère dont l'épaisseur bien déterminée ne saurait être accrue par la courbure du globe solaire.

H. KAYSER. — On standards of wave-lengths (Sur les étalons de longueurs d'onde). — P. 157-161.

M. Kayser trouve qu'il est nécessaire que l'on entreprenne une nouvelle détermination d'étalons de longueurs d'onde qui puissent remplacer les tables de Rowland, et il recherche la cause des erreurs qui s'y trouvent, pour qu'on puisse les éviter. Il en trouve deux principales : d'abord les différences existant entre les positions des raies solaires et celles des raies de l'arc dont Rowland ne connaissait pas l'existence. Cette difficulté est facile à tourner en employant, comme base de la méthode des coïncidences, les longueurs d'onde déterminées par Fabry et Pérot. Mais il y a une autre cause d'erreur plus grave, c'est que la méthode des coïncidences elle-même peut conduire à des erreurs et ne pas être applicable. Pour s'en rendre compte, on peut l'appliquer aux raies de Pérot et Fabry et voir si l'on retrouve leurs nombres. Si cela n'a pas lieu, c'est que, soit ces nombres. soit la méthode, soit peut-être tous les deux, sont erronés. L'auteur, ayant à sa disposition deux des plus grands réseaux concaves de Rowland, a fait cet essai ; le premier réseau lui a donné une différence de 0,019 A avec les nombres de Pérot et Fabry, le second une différence de 0,108 A, les deux réseaux entre eux une différence de 0,03 A. L'erreur moyenne des mesures ne dépassait pas 0,003.

M. Kayser en conclut que la méthode des coïncidences n'est pas applicable avec ces réseaux, si l'on n'augmente pas le nombre des étalons interférentiels dans l'ultra-violet. La lecture des mémoires de MM. Pérot et Fabry lui donne la conviction que leurs nombres sont exacts ; cependant, comme de nouvelles mesures peuvent seules l'affirmer, le Dr Eversheim a entrepris cette tâche à son laboratoire avec la méthode et l'appareil des savants de Marseille.

HARRY W. MORSE. — Spectra from the Wehnelt interrupter (Spectres donnés par l'interrupteur Wehnelt). — P. 162-187.

Ce mémoire contient l'étude des spectres d'une quinzaine de vapeurs métalliques produits dans un wehnelt, et leurs comparaisons avec les spectres de l'arc et de l'étincelle condensée. La théorie admise pour le fonctionnement du wehnelt laissait croire à l'auteur

que l'on avait là un moyen d'introduire un autre degré dans l'échelle des spectres par une température intermédiaire entre celles de la flamme et de l'arc, ou entre celles de l'arc et de l'étincelle.

Sans entrer dans l'étude détaillée de chaque spectre, qui présente beaucoup d'intérêt, voici les faits principaux :

Les raies des spectres du wehnelt en comprennent certaines qui ont été attribuées à l'étincelle, d'autres attribuées à l'arc. Le spectre est d'ordinaire tout à fait analogue à celui de l'étincelle, mais souvent quelques-unes des raies les plus fortes manquent.

Dans certaines conditions, un spectre peut contenir les raies les plus fortes de l'étincelle condensée, et en même temps des raies habituellement attribuées à la flamme [1].

Les « bandes d'oxydes [1] » peuvent être présentes en même temps que les plus fortes raies de l'étincelle.

Le spectre du zinc contient à la fois des raies appartenant aux deux spectres, arc et étincelle, et un spectre de bandes non encore observé; la même chose a lieu pour le spectre de l'étain.

Certaines raies larges et diffuses dans l'étincelle, et absentes du spectre de l'arc, se retrouvent dans le spectre wehnelt avec une faible intensité; cela a lieu surtout pour le zinc, l'étain et le plomb.

Dans le wehnelt, on n'observe jamais de renversement de raies, tandis que les spectres d'arcs produits dans les liquides montrent une tendance très grande à en donner.

Ces faits, souvent en contradiction les uns avec les autres suivant les idées admises sur l'ordre des températures auxquelles se produisent les spectres, laisseraient croire que ce n'est pas la température qui influe le plus sur ces spectres.

JULES BAILLAUD.

---

[1] Voir LIVEING et DEWAR, *Proc. R. S.*, 32, p. 189, 44, 241.

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. XLVIII ; mai, juin, juillet 1904.

THEODOR WULF. — Ueber den Einfluss des Druckes auf die elektromotorische Kraft der Gaselektroden (De l'influence de la pression sur la force électromotrice des électrodes à gaz). — P. 87-96.

Dans ses deux importants mémoires, « la Thermodynamique des phénomènes chimiques » et « Recherches concernant l'électrolyse de l'eau », Helmholtz (1) étudie les variations que subit, avec la pression, la force électromotrice pour laquelle l'électrolyse visible commence à se produire.

Un peu plus tard, Sokolow (2) essaya de vérifier expérimentalement la formule d'Helmholtz, tandis que d'autres expérimentateurs, comme Le Blanc (3), se laissaient guider par la théorie de Nernst. Les expériences ont surtout été faites à des pressions inférieures à la pression atmosphérique. M. Wulf, au contraire, soumet le voltamètre à des pressions croissantes, jusqu'à 1 000 atmosphères, en disposant convenablement ses électrodes dans le tube de l'appareil Cailletet. Il cherche en outre à séparer nettement le rôle de chaque électrode, en étudiant la polarisation d'un fil de platine fin, la seconde électrode étant constituée par du mercure recouvert de sel mercureux.

On sait qu'on peut déterminer le commencement de l'électrolyse visible de deux manières : 1° par la *méthode optique*, en observant le dégagement de la première bulle gazeuse, et mesurant la force électromotrice pour laquelle ce dégagement a lieu ; 2° par la *méthode galvanométrique ;* en portant en abscisses les forces électromotrices intercalées entre les électrodes du voltamètre, et en ordonnées les intensités du courant qui le traverse, certains auteurs ont cru pouvoir déterminer, à l'inspection seule de la courbe, le début de l'électrolyse, grâce à une variation brusque de l'intensité manifestée par un coude de la courbe (*Knickpunkt*). J'ai montré qu'il est difficile de se contenter de cette méthode, car le dégagement de la première

(1) HELMHOLTZ, *Wiss. Abhandl.*, t. III, 92 et 267.
(2) SOKOLOW, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 209; 1896; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 193 ; 1897.
(3) LE BLANC, *Zeit. für physik. Chem.*, VIII, p. 299 et XII, p. 332.

bulle gazeuse ne correspond à aucun point particulier de la courbe [1].

M. Wulf arrive à la même conclusion.

Il trouve en effet que la force électromotrice correspondant au coude brusque de la courbe (méthode galvanométrique) ne varie pas avec la pression. Or il est bien certain, d'après la thermodynamique, que le dégagement sous forme de bulle gazeuse dépend de la pression. *Il n'y a donc pas, en général, coïncidence entre la force électromotrice pour laquelle l'allure de la courbe se modifie et celle pour laquelle la première bulle devient visible.*

M. Wulf vérifie d'ailleurs que la force électromotrice de l'électrolyse visible (méthode optique) suit rigoureusement la formule d'Helmholtz. Il pense que la force électromotrice du coude brusque est celle pour laquelle les ions perdent leur charge pour se dissoudre en quantité notable dans l'électrolyte, comme le font des molécules neutres. Les gaz ne se dégagent, sous forme de bulles, que quand la solution est entièrement saturée.

En réalité, cette conclusion implique nécessairement la continuité entre la polarisation et l'électrolyse, qui ressort des expériences que j'ai faites, par la méthode galvanométrique et la méthode de l'oscillographe.

E. Rothé.

Franz FISCHER. — Beiträge zur Kenntnis des anodischen Verhaltens von Kupfer und Aluminium (Contribution à l'étude des anodes de cuivre et d'aluminium). — P. 177-219.

Les phénomènes de polarisation présentés par les électrodes de cuivre et d'aluminium offrent un certain nombre d'analogies.

Dès que la densité du courant atteint une valeur notable, une anode de cuivre se recouvre d'une couche d'un sel solide qui présente une résistance au passage du courant. Aussi longtemps que l'anode ne s'échauffe pas, on constate un dégagement d'oxygène en même temps que la formation de sulfate cuivreux. Dès que l'anode s'échauffe, des quantités croissantes de sulfate cuivrique apparaissent, et tout dégagement d'oxygène cesse. Enfin, quand la température atteint la température d'ébullition de l'électrolyte, des sortes de

(1) Rothé, *Thèse de Doctorat*, Gauthier-Villars, Paris, 1904 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 661 ; 1904.

nuages formés d'une fine poussière de cuivre semblent se détacher de l'anode.

Cuivre et aluminium se comportent exactement de la même façon aussi longtemps que des anodes de ces métaux sont recouvertes d'une couche d'un sel isolant.

Pour une différence de potentiel déterminée entre les électrodes, l'intensité du courant diminue avec le temps, à mesure que la couche s'épaissit. Mais, quand la température s'élève, le sel se dissout, et l'intensité peut de nouveau augmenter.

Il est évident qu'en refroidissant les électrodes on retardera facilement la pulvérisation ; pour le cuivre, dans l'eau acidulée, on peut la reculer jusqu'à 45 volts, et pour l'aluminium, où on l'observe ordinairement entre 20 et 30 volts, on peut atteindre 200 volts sans que la pulvérisation ait lieu.

D'après cela, la disparition de la propriété de former soupape au-dessus d'une certaine différence de potentiel semble être un effet purement thermique.

L'auteur pense que la polarisation anodique de l'aluminium ressemble en partie à la polarisation du platine par l'oxygène. C'est ce qui explique qu'on voit se dégager des bulles d'oxygène autour d'une anode d'aluminium trempée dans l'acide sulfurique.

Dans les grandes différences de potentiel que l'on peut mesurer entre l'aluminium et l'électrolyte immédiatement après l'interruption du courant, il y a lieu de faire deux parts. La première portion est due à une polarisation par l'oxygène, la seconde à une différence de potentiel entre les deux côtés de la couche isolante de sel qui peut s'expliquer par le rassemblement d'ions chargés d'électricités contraires sur les deux faces de cette couche.

E. Rothé.

Jean BILLITZER. — Zur Theorie der kapillarelektrischen Erscheinungen. — I. Versuche mit Tropfelektroden (Théorie des phénomènes électrocapillaires. — I. Recherches relatives aux électrodes à gouttes). — P. 513-542.

M. J. Billitzer revient sur le fonctionnement si complexe des électrodes à gouttes. L'électrolyte qui les entoure subit pendant la chute des gouttes des variations de concentration qui permettent de décider si la pression de dissolution du mercure est supérieure ou inférieure à la pression osmotique des ions dans la solution. Si l'élec-

trode à gouttes est négative par rapport à la solution, la concentration des ions mercure dans la solution augmentera. On peut suivre facilement les variations de concentration en employant la méthode de Palmaer [1]. Au voisinage de l'électrode à gouttes, on place une électrode parasite de mercure, et on observe les variations de la différence de potentiel entre cette électrode parasite et une électrode impolarisable.

Les expériences de l'auteur l'ont conduit à penser qu'il se produit en circuit ouvert un courant allant de l'électrode à gouttes vers le large mercure où les gouttes se réunissent quand on met l'électrode en fonctionnement.

En effet, si les gouttes de mercure traversent l'électrolyte entre l'électrode parasite et l'électrode de comparaison, il subsiste après l'arrêt de l'écoulement des différences de potentiel tout à fait différentes de celles qu'on observe pendant l'écoulement, la plupart du temps de signe contraire. Si les gouttes ne passent pas entre les deux électrodes, les différences de potentiel sont les mêmes pendant le fonctionnement ou après l'arrêt.

De plus, la différence de potentiel électrode parasite-électrode impolarisable est, pendant l'écoulement, fonction de l'intensité du jet, de la longueur de la veine, du point où se détachent les gouttes. Un court-circuit momentané entre l'électrode à gouttes et le large mercure en modifie le sens lorsque les gouttes passent entre les deux électrodes considérées.

L'auteur cherche à expliquer par des considérations théoriques tous ces faits expérimentaux.

E. Rothé.

J. BILLITZER. — Zur Theorie der kapillarelektrischen Erscheinungen. — II. Die doppelte Umkehr des Lippmannschen Phänomens (Théorie des phénomènes électrocapillaires. — II. La double inversion du phénomène de Lippmann). — P. 542-548.

Lorsqu'on augmente ou qu'on diminue une surface de mercure, on sait qu'il se produit dans les divers électrolytes des courants dont le second dépend de la nature de l'électrolyte, et s'inverse pour deux différences de potentiel déterminées + $0^v,35$ et $0^v,4$ (en prenant H^2 | H^2SO^4 normal pour zéro de potentiel). La seconde inversion se

(1) Palmaer, *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 278 ; 1899 ; et t. X, p. 511 ; 1901.

produit dans le sens attendu, conformément à la théorie d'Helmholtz. La première semble contraire à la théorie.

D'une façon analogue, il se produit un courant entre deux mercures, dont l'un est au contact d'un électrolyte en mouvement, l'autre au contact d'un électrolyte en repos.

Mais il n'y a alors qu'une inversion à — 0v,4.

Dans le premier cas, on modifiait la surface du mercure; dans ce dernier cas, elle demeure invariable. La cause de l'inversion à 0v,35 est donc dans la modification de la surface.

D'après l'auteur, on ne peut admettre que la couche double soit annulée pour + 0v,35. La théorie d'Helmholtz est impuissante à expliquer la totalité des phénomènes.

E. ROTHÉ.

W. HAUPT. — Ueber die Methode zur Dampfdichtebestimmung durch Druckvermehrung und ihre Genauigkeits-grenzen im Verhältnis zu den bekannten Methoden (Méthode pour déterminer les densités de vapeurs par augmentation de pression, et comparaison des précisions de cette méthode et des méthodes connues). — P. 713-724.

M. Haupt a fait de nombreuses mesures sur les principales vapeurs à l'aide d'un appareil ingénieux. Sa méthode consiste à mesurer l'augmentation de pression que produit dans un volume déterminé à température constante l'introduction d'une masse donnée de vapeur.

Il pense que cette dernière méthode ne le cède pas en précision aux méthodes habituelles.

E. ROTHÉ.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

2e semestre 1904 ; t. CXXXIX.

R. BLONDLOT. — Sur les propriétés de différentes substances relativement à l'émission pesante (1). — P. 23.

L'argent parfaitement nettoyé n'émet pas d'émission pesante et ne retrouve sa propriété que s'il est chauffé à 100° dans l'air. Un grand

(1) V. C. R., t. CXXXVIII, p. 1473.

nombre de métaux se comportent de même, tandis que tous les liquides sont actifs. Il est donc probable que l'émission provient des combinaisons dues à des actions chimiques très faibles produites à la surface des métaux; de même l'activité des liquides et des corps odorants doit vraisemblablement être attribuée à des composés volatils.

J. BECQUEREL. — Sur la nature des rayons N et N_1 et sur la radioactivité des corps qui émettent ces radiations. — P. 41 et 264.

Les sources de rayons N et N_1 émettent trois sortes de radiations: les rayons α, qui diminuent la sensibilité d'un écran phosphorescent de même que les rayons α du polonium et des corps radioactifs; les rayons β, qui l'augmentent comme le font les rayons β des mêmes corps; enfin des rayons non déviables, se réfractant, ce qui n'a pas lieu pour ceux des corps radioactifs. Les rayons non déviables constituent la partie du rayonnement dont la réfraction a été depuis longtemps observée; ils peuvent entraîner des rayons α ou β et constituer un rayon N_1 ou N.

BLONDLOT. — Sur les rayons N. — P. 114.

Une méthode nouvelle d'observation de ces rayons consiste à constater l'apparition ou la disparition d'une raie lumineuse sur un fond peu éclairé de couleur complémentaire (raie bleue du sulfure de calcium observée sur fond jaune et amenée à être absolument invisible sur ce fond).

BLONDLOT. — Sur les rayons N. — P. 843.

Les clichés photographiques montrent d'une façon irréfutable l'action des rayons N sur l'étincelle électrique.

BICHAT. — Sur les rayons N. — P. 254.

Les apparences observées avec un écran phosphorescent peuvent être modifiées selon l'état dans lequel se trouvent la source et l'observateur. D'où nécessité de se placer toujours dans des conditions bien définies.

BORDIER, WEISS et BULL. — Sur les rayons N. — P. 972 et 1028.

Résultats positifs obtenus par le premier auteur dans l'enregistrement photographique des rayons N. Résultats nuls obtenus par les seconds.

P. VILLARD et PELLAT. — Sur les rayons cathodiques. — Réponse. P. 44, 124, 1200.

D'après M. Villard, M. Pellat s'est trouvé, dans ses expériences, en présence de rayons magnétocathodiques et il a interprété les faits par une hypothèse sur les rayons ordinaires (magnétofriction). Ce dernier répond que les rayons cathodiques ordinaires éprouvent bien en effet de la part du champ magnétique une action (magnétofriction); il le démontre par une expérience nouvelle de M. Villard, expérience qui, au contraire, donne, d'après ce dernier, des résultats incompatibles avec la magnétofriction.

SOLVAY. — Sur la coexistence et l'impossibilité de constater des températures voisines très différentes. — P. 45.

Théorie et exemples.

En ce qui concerne la radioactivité, l'auteur conclut qu'il faut chercher dans le milieu l'origine véritable des phénomènes énergétiques intenses qui accompagnent cette radioactivité, et non dans une production spontanée d'énergie due à la dissociation des atomes matériels.

De SAINT-MARTIN. — Sur le dosage spectrophotométrique de petites quantités d'oxyde de carbone dans l'air. — P. 46.

Le spectrophotomètre permet, après repérage, de déterminer la proportion d'oxyde de carbone contenu dans l'air, en agitant un volume connu de cet air avec le dixième de son volume d'une solution sanguine type.

A. JACQUEROD et BOGDAN. — Détermination du poids atomique de l'azote par l'analyse en volume du protoxyde d'azote. — P. 49.

Le protoxyde d'azote pur est décomposé en vase clos par une spirale de fer chauffée au rouge par un courant. Il ne reste que l'azote pur. La détermination des pressions des deux gaz et la connaissance des densités permettent le calcul du poids atomique par le rapport $\frac{Az^2}{Az^2O}\cdot$ On trouve aussi Az $<$ 14,02, en prenant $1^{gr},2504$ pour poids du litre normal d'azote, $1^{gr},9779$ pour celui du protoxyde.

E. VAN AUBEL : CHENEVEAU. — Sur l'indice de réfraction des solutions. P. 126, 361.

La loi établie par M. Cheneveau [1], relative à l'indice de réfraction des solutions aqueuses, ne s'applique pas en général aux dissolvants autres que l'eau. Celui-ci montre que cette conclusion provient de ce que M. Van Aubel n'a pas tenu compte de la densité du dissolvant.

G. SEGUY. — Relation entre la pression du gaz dans un tube à vide et la longueur d'étincelle. — P. 128.

L'auteur détermine expérimentalement, à l'aide d'un micromètre à étincelles placé en dérivation sur un tube de Crookes, et une jauge de Mac Leod, la relation entre la pression du gaz et la longueur d'étincelle. Réciproquement, par extrapolation, la mesure de la distance explosive donnera facilement les pressions, quand elles sont très faibles et difficiles à déterminer à la jauge.

A. JACQUEROD et A. PINTZA. — Sur les densités de l'anhydride sulfureux et de l'oxygène. — P. 129.

La méthode consiste à remplir, au moyen d'un appareil à dégagement approprié, susceptible de fournir le gaz à l'état pur, un récipient de volume connu relié à un manomètre.

---

[1] *C. R.*, t. CXXXVIII, juin 1904.

C'est l'appareil à dégagement qui sera pesé avant et après le remplissage.

On trouve ainsi que les poids du litre d'oxygène et d'anhydride sulfureux à 0° et sous la pression normale sont $1^{gr},4292$ et $2^{gr},92664$, ce qui donne pour le poids atomique du soufre S = 32,01.

De GRAMONT. — Sur la disparition dans l'étincelle oscillante des raies du silicium présentes dans les spectres de certaines étoiles. — P. 188.

Le spectre du silicium présente deux catégories de raies :

1° Les raies [P], résistant à une self-induction ou même renforcées par elle;

2° Les raies [D], s'affaiblissant et même s'annulant avec la self.

Ces raies doivent correspondre à des températures différentes, et peuvent donner des indications sur la température des étoiles.

L'auteur déduit de l'examen des photographies stellaires les résultats suivants :

1° Seules les étoiles de première classe montrent les raies [P] et [D];

2° Les étoiles de deuxième classe montrent les raies [P];

3° Les étoiles de troisième et quatrième classe, de température peu élevée, n'ont montré aucune raie du silicium.

H. BORDIER. — Variation de l'indice de réfraction d'un électrolyte soumis à l'action du courant. — P. 191.

Étude au réfractomètre Fery de l'indice de réfraction de chlorures métalliques soumis à l'électrolyse. La diminution observée est d'autant plus grande, à intensité et température constantes, que la concentration est plus faible, ou, à température et concentration constantes, que l'intensité est plus forte. On a ainsi une méthode pour mesurer l'intensité ou pour voir la fin d'une électrolyse.

A. BROCHET et J. PETIT. — Influence de la densité de courant dans l'électrolyse par courant alternatif. — P. 193.

Les études faites sur le nickel montrent que la densité du courant de même que la fréquence exercent une action toute particulière

dans l'électrolyse par courant alternatif, et qu'il est difficile, *a priori*, de déterminer par analogie l'allure d'une réaction.

ARIÈS. — Sur la loi fondamentale des phénomènes d'osmose. Théorie des solutions diluées, basée sur la loi de Van t'Hoff. — P. 196, 401 et 462.

Démonstration simple, par la thermodynamique, de la loi de l'osmose, qui peut s'énoncer ainsi :

« Quand une dissolution, soumise à une température T et à une pression p_1, est en équilibre, par osmose, avec le dissolvant pur, à la même température et à la pression p_2, le potentiel du dissolvant pur est égal au potentiel du dissolvant dans la dissolution. »

La loi de Van t'Hoff est alors la suivante :

« Toute substance dissoute en quantité suffisamment petite dans un dissolvant, dont la température T et le volume V demeurent invariables, fait croître la pression p du dissolvant de la pression Δp qui serait exercée par le corps dissous s'il était seul à occuper, à l'état de gaz parfait, le volume V de la solution ; et le potentiel du dissolvant a la même valeur avant et après l'introduction du corps à dissoudre. » Cette loi suffit à retrouver les formules de la cryoscopie et de la tonométrie, comme le montre M. Ariès.

LE ROUX. — De la contemplation à la chambre noire de surfaces faiblement éclairées par certaines lumières spéciales. Cas des objets de forme linéaire. — P. 271.

L'auteur explique pourquoi on préfère observer des lignes lumineuses et donne les précautions à prendre dans l'observation.

R. JOUAUST. — Les phénomènes de viscosité magnétique dans les aciers doux industriels et leur influence sur les méthodes de mesure. — P. 272.

Les aciers doux coulés et recuits présentent d'une façon très intense le phénomène de la viscosité. Ces phénomènes ne se produisent que quand on fait passer le champ magnétisant de sa valeur maxima à un autre plus faible, mais non en sens inverse. Il est donc nécessaire de faire les mesures en employant les champs croissants, et de ne pas donner aux éprouvettes une trop grande épaisseur.

MATHIAS. — Exploration magnétique du gouffre de Padirac. — P. 275.

Quand on passe de la surface du sol au fond du gouffre (descente de 100 mètres environ), l'inclinaison ne varie pas sensiblement, les composantes horizontale et verticale croissent de $\frac{1}{1000}$ de leur valeur.

E. MATHIAS. — Sur le coefficient *a* des diamètres rectilignes. — P. 359.

Dans les groupes ($a =$ constante) qui correspondent aux valeurs de a voisines de 1, les lois des états correspondants s'appliquent à des corps dont les propriétés physiques peuvent être extrêmement différentes.

Dans les groupes qui correspondent aux très basses valeurs de a, les lois des états correspondants ne s'appliquent qu'à des corps dont les températures critiques sont extrêmement voisines.

Pour les corps comme l'hélium, dont le point critique est très voisin de celui de l'hydrogène, on peut affirmer à l'avance que l'on a sensiblement : $a = 0{,}045\sqrt{\theta}$ (θ, température critique).

C. CAMICHEL. — Sur l'ampèremètre thermique à mercure. — P. 363.

L'auteur indique la forme pratique qu'il a donnée à l'appareil [1], la méthode consistant à échauffer pendant une minute, en courant continu, une résistance de mercure placée à l'intérieur du réservoir d'un thermomètre à mercure qui rayonne dans une enceinte maintenue à 0°.

OSMOND et CARTAUD. — Sur la permanence des formes cristallines dans les cristaux. — P. 404.

Étude des causes qui concourent à produire la netteté souvent remarquable des contours cristalliques, qu'on voit apparaître en attaquant, par un réactif convenable, la coupe polie d'un métal ou d'un alliage formé de grains cristallins. Technique à employer pour éli-

---

[1] *C. R.*, t. CXXV : 1897 ; et t. CXXVI : 1898.

miner ces apparences cristalliques ou du moins en déplacer les contours.

L. GUILLET. — Nouvelles recherches sur les aciers au vanadium [1]. — P. 407.

Les aciers au vanadium perlitiques, recuits à 900° et refroidis lentement, n'offrent pas plus de fragilité que les aciers ordinaires à même dose de carbone et, à même résistance, sont moins fragiles. Ils sont très sensibles aux traitements thermiques et mécaniques.

Les aciers à haute teneur en vanadium, dont tout le carbone est à l'état de carbure, sont absolument hétérogènes, et les seuls aciers intéressants doivent contenir moins de 0,7 0/0 de vanadium.

J. DEWAR. — Nouvelles recherches sur la liquéfaction de l'hélium. — P. 421.

Le charbon est un bon absorbant de l'hélium à 20° absolus et l'est encore davantage à 15°. Dans un tube à condenseur de charbon, rempli d'hélium et refroidi dans l'hydrogène liquide, une bobine fournissant 40 centimètres d'étincelles dans l'air produit une décharge phosphorescente intermittente au milieu du tube, qui ne donne que le spectre continu du verre. D'expériences comparatives faites avec l'hydrogène, il résulte que le point d'ébullition de l'hélium doit être voisin de 6° absolus.

L. GUILLET. — Propriétés et constitution des aciers au chrome. — P. 426.

Les aciers au chrome peuvent se subdiviser en quatre classes, suivant leur teneur : aciers perlitiques, aciers à martensite pure ou troostite, aciers à martensite et carbure, aciers à carbure.

Les aciers perlitiques ont une résistance à la rupture, une limite élastique et une dureté d'autant plus élevées, à même dose de carbone, qu'ils renferment plus de chrome. Les aciers à martensite ou troostite ont une charge de rupture, une limite élastique et une dureté très élevées, et ne peuvent être employés que dans des cas très particuliers. Les aciers à structure spéciale sont très fragiles et doivent être rejetés au point de vue industriel.

---

[1] *C. R.*, 8 février 1904.

BOUDOUARD. — Les alliages de zinc et de magnésium. — P. 425.

Étude de la fusibilité, des propriétés physiques et mécaniques, des combinaisons définies. Métallographie des alliages.

CARTAUD. — Sur l'évolution de la structure dans les métaux. — P. 428.

L'auteur apporte une preuve directe que l'on doit voir dans les figures superficielles l'inscription spontanée de la structure interne et profonde.

De METZ. — L'inversion thermoélectrique et le point neutre. — P. 447.

Les études précises de l'auteur ont confirmé la constance de la température du point neutre, mais ont prouvé que la relation $T_{inversion} = 2T_{neutre}$ n'est à peu près vérifiée que quand le contact froid est à 16°,1 C., et se vérifie de moins en moins quand la température du contact froid s'abaisse ; seul le couple Pt-Zn suit les deux lois de la thermoélectricité :

$$T_{inversion} = 2T_{neutre}$$
$$T_{inversion} = T_0 + T'_0$$

T_0 et T'_0 étant les températures des contacts du couple au moment de l'inversion.

JOHNSON. — Sur un interrupteur à vapeur. — P. 477.

Interrupteur lent, n'exigeant pas de self. Une bulle de vapeur fournie par électrolyse interrompt le courant et sa condensation rapide le referme.

J. THOVERT. — Sur la profondeur de champ et de foyer des objectifs photographiques. — P. 500.

L'auteur définit ces grandeurs en partant de ce que la photographie a pour but de reproduire ce que l'œil voit.

La profondeur de champ sera limitée pour les distances entre

lesquelles, pour un tirage donné, la plaque photographique conservera distinctes les images de deux points dont l'écart angulaire est de $\frac{1}{3000}$ (limite de définition angulaire de l'image rétinienne). De même la profondeur de foyer, lorsque la surface sensible a été mise au point sur un objet déterminé, sera constituée par l'écart possible sur le tirage en conservant distinctes les images de deux points séparés par une distance angulaire de $\frac{1}{3000}$.

D'où le calcul correspondant de ces grandeurs.

BIGOURDAN. — Sur une cause de variabilité des erreurs de division. dans certains cercles gradués. — P. 514.

La variation des erreurs de division des cercles gradués avec le temps s'explique par les variations de température, indépendamment de la non-homogénéité du métal qui sert de support au cercle d'argent. Aussi doit-on rejeter l'emploi comme support de la fonte de fer et lui préférer le laiton ou le bronze; il vaudrait mieux du reste faire les cercles en un seul métal (nickel, acier-nickel).

GUYE et SCHIDLOF. — Sur l'énergie dissipée dans le fer par hystérésis aux fréquences élevées. — P. 517.

L'énergie consommée par cycle est indépendante de la vitesse avec laquelle le cycle est parcouru, dans les limites de fréquences employées (de 300 à 1 200 par seconde).

GUILLET. — Constitution et propriétés des aciers au tungstène, au molybdène. — P. 519 et 539.

Les aciers au tungstène se divisent en deux groupes :

1° Les aciers perlitiques, analogues aux aciers au carbone, mais qui ont une charge de rupture d'autant plus élevée qu'ils renferment plus de tungstène ; ils sont atteints par la trempe avec plus d'intensité que ceux au carbone, mais dans le même sens;

2° Les aciers à carbure double, de propriétés à peu près indépendantes de la teneur en tungstène et de fragilité constante, quelle que soit la teneur en carbone.

La trempe les transforme en aciers martensitiques; mais, s'il y a trop de tungstène, une partie du carbure ne reste pas dissoute. Certains prennent la trempe à l'air.

Le molybdène agit sur les propriétés des aciers de la même façon que le tungstène, mais il en faut quatre fois plus pour produire les mêmes résultats.

A. CHAUVEAU. — Sur la déperdition de l'électricité dans l'air au voisinage des sources thermales. — P. 531.

La déperdition de l'électricité augmente au voisinage de sources thermales jusqu'à devenir plusieurs fois plus grande qu'à l'air libre.

SALOMONSEN et DREYER. — Des colorations produites par les rayons de Becquerel (application à la cristallographie; détermination colorimétrique de la radioactivité). — P. 533.

L'exposition au radium révèle, pour le quartz, une structure zonée provenant de l'accroissement successif du cristal.

Le verre se colore d'une manière parfaitement uniforme, et la couleur dépend de sa composition chimique et du temps d'exposition, ce qui peut conduire à une détermination colorimétrique de la radioactivité.

DEBIERNE. — Sur l'actinium. — P. 539.

L'auteur montre que le corps radioactif qui est renfermé dans le thorium actif et celui contenu dans le lanthane actif de M. Gisel sont les mêmes, et c'est l'actinium. Du reste, les procédés de fractionnement permettent de concentrer ce corps sur une des terres rares, variable avec la méthode employée.

DESLANDRES et KANNAPELL. — Étude du troisième groupe des bandes de l'air avec une forte dispersion. — P. 584.

Étude des quatre séries de raies doubles qui prennent la bande. Ces séries vérifient assez bien la loi de Deslandres; cependant, avec les séries I et II, les intervalles d'ordre élevé croissent plus vite que

dans la progression formée par les premières raies; c'est l'inverse pour les séries III et IV.

MILLOCHAU. — Sur un nouveau système de micromètre. — P. 590 et 665.

L'appareil, basé sur les principes de l'héliomètre, donne deux images de l'astre observé par interposition, entre l'objectif et l'oculaire de la lunette, de deux lames de verre à faces parallèles, d'angle variable à volonté. Il permet facilement d'étudier les diamètres planétaires et de faire les mesures d'étoiles doubles, et, par inclinaison du système des deux lames, d'amener au contact des images d'égale intensité, même lorsque les deux composantes n'ont pas le même éclat. L'auteur fait en outre l'historique de la question.

L. BARD. — Des éléments des vibrations moléculaires en rapport avec le sens de la propagation des ondes sonores. — P. 593.

L'impossibilité d'expliquer l'orientation auditive, à l'aide des propriétés connues des ondes sonores, a conduit l'auteur aux deux hypothèses suivantes :

Les oscillations vibratoires des molécules aériennes, autour de leur position d'équilibre, sont telles que la demi-amplitude centrifuge par rapport à la source sonore est légèrement supérieure à la centripète qui suit.

La participation à l'ébranlement sonore des zones d'air protégées par un obstacle est due à la diffusion marginale de cet ébranlement, se poursuivant de proche en proche par l'action d'entraînement des molécules en mouvement sur les molécules adjacentes : action latérale, sur la limite de la zone protégée; action rétrograde, quand l'ébranlement atteint des zones d'air en continuité avec une cavité en retour. Ces deux actions expliquent pourquoi la diffusion des bruits dans les espaces protégés ne change ni la direction des lignes de vibration des molécules, ni le sens de la prédominance de leurs demi-amplitudes, facteurs nécessaires de l'orientation.

. MARIE. — Recherches ébullioscopiques sur les mélanges des liquides volatils. P. 595.

L'auteur montre que la formule de Nernst relative à la valeur de

la constante ébullioscopique d'un mélange, déduite de la valeur de la même constante pour chacun des solvants volatils de ce mélange, ne s'applique pas aux mélanges d'eau et d'alcool. Il a étudié aussi le cas d'un corps soluble dans un seul des deux solvants.

VIOLLE et BERTHIER. — La stéréoscopie sans stéréoscope. — Remarques. P. 621 et 920.

A l'intérieur de la chambre noire, munie de deux objectifs, M. Yves place un gril, à quatre barres environ par millimètre, à une distance de la plaque telle que les ombres produites par un des objectifs soient éclairées par l'autre. On regarde la photographie à travers un gril semblable à celui qui a servi à l'obtenir, en se plaçant de façon que ce gril cache à l'un des yeux les hachures d'un même ordre de parité, mais les laisse voir à l'autre, et *vice versa*. Un même cadre porte le positif sur verre et le gril monte un peu au-dessus.

M. Berthier rappelle qu'il a imaginé et décrit une méthode analogue[1].

TISSOT. — Sur la période des antennes de différentes formes. — P. 628.

Le procédé de mesure consiste à exciter un résonateur fermé (formé d'un cadre à un tour de fil et d'un condensateur à lame d'air de capacité variable) et à faire varier les constantes de manière à le mettre en résonance avec le système étudié. On trouve ainsi :

1° Que la période principale d'une antenne filiforme simple correspond à une longueur d'onde toujours plus grande que 4 fois la longueur de l'antenne;

2° $\frac{\lambda}{4l} < 1$, et tend vers 1 quand l augmente;

3° $\frac{\lambda}{4l} > 1$, et croît avec le nombre et l'écartement des branches dans les antennes filiformes à branches multiples;

4° $\frac{\lambda}{4l}$ est indépendant de la courbure de l'antenne et de son inclinaison sur la verticale.

Enfin les antennes donnent des oscillations d'ordre supérieur, dis-

---

[1] *Cosmos*, 23 mai 1896.

tribuées très sensiblement comme les harmoniques des tuyaux fermés, d'intensité décroissante avec leur ordre.

L. NEU. — Sur un dispositif de sécurité pour canalisations électriques à haute tension. — P. 666.

Le procédé consiste à munir chaque ligne à son origine d'un interrupteur-disjoncteur dont le déclenchement s'opère en cas de rupture, de mauvais isolement d'un conducteur ou de contact accidentel avec un fil télégraphique ou téléphonique. Ce résultat est obtenu par le fait que, aux deux extrémités d'une ligne, les potentiels des points neutres de la distribution sont sensiblement les mêmes que ceux de la terre en état normal, mais très différents quand se produisent les accidents.

G. CHARPY et L. GRENET. — Sur les températures de transformation des aciers. — P. 567.

Comparaison des méthodes de mesure de la variation des propriétés physiques des aciers avec la température.

La méthode thermo-électrique et la méthode dilatométrique ne présentent pas de corrélation nette, sauf pour l'acier le plus doux. Les résultats fournis par la méthode de la résistance électrique et la méthode dilatométrique coïncident sensiblement.

LECORNU. — Sur les explosions de chaudières. — P. 724.

Calcul thermodynamique montrant le temps qu'il faut à la chute de pression produite instantanément sur une masse d'eau, de volume et de température connus, pour se faire sentir jusqu'au fond de la masse. Application à une explosion de chaudière.

BOSE. — Diffusion rétrograde des électrolytes. — P. 727.

L'auteur montre que les résultats des expériences de M. Thovert [1], sur la diffusion rétrograde d'un électrolyte, et de Sackur [2], sur les

(1) *C. R.*, t. CXXXIV; 1902.
(2) *Zeitschrift f. phys. Chemie*, t. XXXVIII; 1901.

forces électromotrices entre deux solutions contenant les mêmes quantités d'un sel et deux quantités différentes d'un autre, étaient prévus par la théorie de Nernst et sont une vérification des conséquences tirées de cette théorie par Abegg et Bose.

TOMMASINA. — Sur le dosage de la radioactivité temporaire pour son usage thérapeutique. — P. 728.

L'auteur a reconnu que l'intensité et la durée du pouvoir radioactif que les corps acquièrent sont proportionnelles à l'ionisation du milieu, lorsque cet état est provoqué par une émission de rayons X, donc proportionnelles à l'intensité et à la durée de cette émission. On peut en avoir ainsi facilement le dosage en utilisant les rayons de Röntgen pour l'activation ; mais il faut tenir compte de la radioactivité propre aux êtres vivants, végétaux et animaux.

J. SCHMIDLIN. — L'action des basses températures sur les matières colorantes P. 731.

On n'a pu constater un affaiblissement bien sensible de la coloration dans l'air liquide pour les matières colorantes à l'état solide ou fixées sur la fibre textile. Mais, en solution alcoolique, il se manifeste, surtout chez les rosanilines, un affaiblissement notable de l'intensité de la couleur rouge, tandis qu'apparaît une belle fluorescence de couleur jaune vert.

G. LIPPMANN. — Mesure de la vitesse de propagation des tremblements de terre. — P. 780.

Pour connaître l'heure du commencement des secousses sismiques, il suffit d'un avertisseur électrique mis en marche par le phénomène étudié qui déclenchera un chronomètre à pointage. La comparaison avec un pendule donnera l'heure cherchée ; trois chronomètres à trois stations différentes permettront aussi de trouver la direction du front de l'onde sismique à la surface de la terre, dans la région de ces stations, et de mesurer sa vitesse de propagation horizontale. Enfin l'avertisseur peut découvrir une pellicule photographique qui sera seulement impressionnée pendant toute la durée de la secousse.

A. JACQUEROD et L. PERROT. — Sur l'emploi de l'hélium comme substance thermométrique et sur sa diffusion à travers la silice. — P. 789.

L'hélium diffuse rapidement à travers la silice, même vers 220°, et la vitesse de diffusion semble être proportionnelle à la pression du gaz. Le thermomètre à azote reste donc l'instrument par excellence pour les mesures absolues aux hautes températures.

P. LANGEVIN et BLOCH. — Sur la conductibilité des gaz issus d'une flamme. P. 792.

Mesure du coefficient de recombinaison des ions contenus dans les gaz issus d'une flamme, ions peu mobiles, à qui on applique la méthode du courant gazeux qui a servi pour le phosphore[1]. Les meilleures mesures donnent 0,7 pour ce coefficient.

Ch. MOUREU. — Sur la composition chimique des mélanges gazeux radioactifs qui se dégagent de l'eau de quelques sources thermales. Présence de l'hélium. — P. 853.

Étude spectroscopique des mélanges gazeux provenant de douze sources. Dans toutes se trouvaient les raies de l'hélium dont la raie principale, pour la plupart des sources, était aussi brillante que les raies les plus intenses de l'argon.

A. BROCHET et J. PETIT. — Influence de la nature de l'anode sur l'oxydation électrolytique du ferrocyanure de potassium. — P. 855.

Les métaux employés comme anode ont une action très variable, qui permet de les classer en cinq groupes suivant les produits de la réaction et le rendement plus ou moins grand en ferricyanure.

G. MOREAU. — Sur une nouvelle catégorie d'ions. — P. 916.

Étude par la méthode de Zélény de la mobilité des ions des vapeurs salines ayant traversé un tube de porcelaine à 1 000° environ [2]. Avec les sels de potassium, on obtient les résultats suivants:

(1) Bloch, Thèse de doctorat; 1904: — ou *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 913; 1904.
(2) Moreau, *C. R.*; 24 mai 1904.

1° dans une région quelconque du trajet du courant gazeux, les ions positifs et négatifs ont une égale mobilité ; 2° pour une solution de concentration fixe, la mobilité diminue rapidement à mesure que l'on s'éloigne de la région chauffée, à peu près comme la densité des centres chargés ; 3° dans une région du courant gazeux, la mobilité augmente quand la concentration de la solution diminue, à peu près comme la racine carrée de cette concentration pour les sels de potassium très ionisables, moins pour les autres.

Ed. SARASIN, TOMMASINA et MICHELI. — Sur la genèse de la radioactivité temporaire. — P. 917.

Il semble exister une relation intime entre l'ionisation et la genèse de la radioactivité temporaire. Ces deux phénomènes sont réversibles, c'est-à-dire que la radioactivité des corps semble due à l'absorption ou à la simple adhérence instable d'une émanation qui se forme pendant l'ionisation des gaz et peut-être la constitue, et que la radioactivité consiste dans la perte par rayonnement de cette émanation adhérente aux corps radioactivés, émanation émise continuellement par les corps radioactifs et qui provoque à son tour l'ionisation des gaz.

MALFITANO. — Sur l'état de la matière colloïdale. — P. 921.

L'auteur propose de considérer la matière colloïdale comme constituant un système formé d'un électrolyte dissocié en ions et de molécules insolubles groupées autour de ces ions.

P. HELBRONNER. — Sur la téléstéréoscopie. — P. 967.

Application aux vues lointaines prises au téléobjectif d'un relief artificiel dérivant du principe de la stéréoscopie, en créant le relief, tout en conservant le fort grossissement du téléobjectif, par l'obtention de deux épreuves de la même région éloignée ; la distance entre les deux stations de pose est régie par certaines règles que l'auteur indique, et l'ensemble des deux négatifs s'appelle téléstéréoscope.

V. HENRI et A. MAYER. — Sur la composition des granules colloïdaux. — P. 975.

La composition des granules colloïdaux (ex. : solution colloïdale de ferrocyanure de potassium et de sulfate de cuivre) est variable. Cette variation est un cas particulier des phénomènes d'absorption : les granules peuvent être considérés comme formés par du ferrocyanure de cuivre qui a absorbé une certaine quantité de ferrocyanure de potassium, d'autant plus que le liquide intergranulaire est plus concentré en ce dernier sel.

J. MASCART. — Pendule en acier-nickel entretenu électriquement. — P. 1027.

Description et montage d'un type de pendule en acier-nickel, et résultats obtenus.

H. DESLANDRES. — Groupe de bandes négatif de l'air avec une forte dispersion. Variation du spectre avec la pression. — P. 1174.

Le spectre apparaît formé par la répétition de doublets étroits et non de raies simples, et près de la tête se trouvent d'autres doublets plus larges, mais très faibles. L'augmentation de pression amène des changements importants. Les bandes augmentent en intensité ainsi que, dans chaque bande, les raies éloignées de la tête. Enfin de nouvelles séries apparaissent.

H. PÉCHEUX. — Sur la thermo-électricité des alliages d'aluminium. — P. 1203.

Étude des alliages d'étain, de plomb, de bismuth, d'antimoine et de magnésium avec l'aluminium. Ce sont les alliages $Zn\text{-}Al^6$ et $Zn\text{-}Al^{10}$ qui ont le plus grand pouvoir thermoélectrique par rapport au cuivre, après 180°.

P. LANGEVIN. — Sur la théorie du magnétisme. — P. 1204.

Il est possible, grâce à l'hypothèse des électrons, de trouver pour le para et le diamagnétisme les interprétations complètement distinctes qu'ils exigent, conformément aux lois de P. Curie (1).

(1) *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. V: 1895.

L'électron mobile fournit un courant particulaire équivalent à un aimant; le moment magnétique résultant de la molécule sera nul ou non, suivant le degré de symétrie de l'édifice moléculaire. Mais, si un champ extérieur agit, il y a une modification, correspondant toujours au diamagnétisme, indépendante de la manière dont on a superposé le champ extérieur, et subsistant en dépit de l'agitation moléculaire. Cette modification peut se manifester de trois façons différentes, qui permettent de retrouver les lois de Curie et le phénomène de Zeemann.

L'auteur a montré aussi que, dans l'hypothèse de l'inertie entièrement électromagnétique, on peut se faire une idée de tous les faits en considérant les courants particulaires comme des courants ordinaires existant dans des circuits indéformables, mais mobiles, de résistance nulle et d'énorme self-induction, auxquels toutes les lois ordinaires de l'induction sont applicables.

POLACK. — Sur un phénomène de l'adaptation rétinienne relatif à la vision des couleurs faibles. — P. 1207.

Il y a une élévation momentanée de la sensation chromatique déterminée par une basse lumière à l'instant même où on fait sortir la rétine de son état d'adaptation à l'obscurité, provenant de ce que l'adaptation augmente considérablement la sensibilité lumineuse proprement dite et relativement peu la sensibilité chromatique.

MALFITANO. — Sur la conductibilité électrique des solutions colloïdales. P. 1221.

Les unités physiques des colloïdes, que Nœgeli appelle les micelles, ont une charge électrique nulle ou extrêmement faible. Il est donc possible que la conductibilité des colloïdes ne soit pas due aux micelles, mais aux ions qui les accompagnent.

G. BOIZARD.

A. Lo SURDO. — Sulle pretese variazoni di peso in alcune reazioni chimiche (Sur les prétendues variations de poids dans quelques réactions chimiques). — *Il Nuovo Cimento*, série V, vol. VIII ; juillet 1904.

M. Landolt[1], dans une série d'expériences, relève entre le poids d'une combinaison chimique et la somme des poids de composants des différences de quelques dixièmes de milligramme, et suppose qu'elles ne dérivent pas totalement des erreurs d'expérience. M. Heydweiller[2] a conclu à une variation de poids dans quelques réactions, particulièrement les réactions liées aux variations de la propriété magnétique.

M. Lo Surdo a repris l'exemple qui avait donné les plus grandes diminutions à M. Heydweiller, la réaction entre le fer et les solutions basiques de sulfate de cuivre. Le principe de la méthode consiste à comparer les poids de deux récipients de verre clos, de volumes égaux (ajouter au besoin un tube compensateur), contenant les substances à étudier, avant et après avoir produit la réaction dans l'un d'eux. Après deux jours qu'un couple de récipients étaient dans la cage de la balance, on faisait une série de six à sept déterminations de la différence de poids entre les deux récipients en faisant une détermination par jour; on produisait la réaction dans l'un des récipients, en la laissant s'achever pendant deux ou trois jours, et on procédait à une deuxième série de déterminations de la différence des poids. Enfin on déterminait la différence de volume. M. Lo Surdo discutait et éliminait toutes les causes d'erreur.

M. Lo Surdo trouve qu'il est hors de doute que, dans la réaction étudiée, ne se produisent pas des variations de poids de l'ordre de grandeur de celles que signale M. Heydweiller; les variations observées rentrent absolument dans les limites des approximations; aussi il conclut que, dans les réactions chimiques, il n'y a pas de variations de poids sensibles.

Ch. Tourén.

---

(1) *Zeitschr. für physik. Chimie;* 1893.
(2) *Annalen der Physik, vierte Folge*, Band V; 1901.

SUR LES SPECTRES DES FLUORURES ALCALINO-TERREUX DANS L'ARC ÉLECTRIQUE ;

Par M. Ch. FABRY.

La plupart des sels, introduits dans l'arc électrique, ne donnent d'autre spectre que celui du métal correspondant. J'ai découvert qu'il en est autrement pour les fluorures de calcium, de strontium et de baryum. En analysant la lumière d'un arc électrique jaillissant entre charbons creux contenant l'un de ces sels, on obtient, outre le spectre du métal, un très brillant spectre de bandes, particulier au sel employé. On doit donc admettre l'existence de vapeurs de ces fluorures, incomplètement dissociés, à la température de l'arc électrique. Ces spectres, qui présentent des particularités intéressantes, m'ont paru mériter une étude attentive.

Les longueurs d'onde ont été mesurées, par comparaison avec les raies du fer, au moyen du spectroscope à prismes que M. Jobin et moi avons récemment décrit (¹). La précision des pointés permet, pour les raies fines, de calculer leurs longueurs d'onde à moins de 1 cent-millième près. On a admis pour les raies du fer les nombres de Kayser et Runge (²). Les observations ont été entièrement visuelles ; on a exploré par la photographie, au moyen d'un réseau de Rowland, la partie ultra-violette des trois spectres sans y rencontrer aucune bande due aux fluorures.

On me permettra de rappeler d'abord quelques résultats connus relatifs aux spectres de bandes; cela est d'autant plus nécessaire que, sur certains points, la terminologie adoptée n'est pas complètement fixée, et qu'il en est résulté, à plusieurs reprises, des malentendus entre les divers observateurs.

Une *bande* se compose, en général, d'un grand nombre de raies, régulièrement distribuées dans le spectre, à partir d'une raie, qui est la plus brillante du groupe, et qui s'appelle la *tête* de la bande. A partir de la tête, les intensités des raies successives vont en décroissant en même temps que les intervalles des raies successives vont en croissant; on a donc une série de raies d'intensités décroissantes et de plus en plus écartées. Si l'on représente chaque raie

(¹) *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. III, p. 202 ; 1904.
(²) *Abhandlungen der Königlichen Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, 1888.

par la *fréquence* du mouvement vibratoire, ou, ce qui revient au même, par l'inverse de la longueur d'onde, on trouve que les intervalles entre les raies successives croissent en progression arithmétique (Deslandres) (1); il revient au même de dire que la fréquence N de la raie numérotée m à partir de la tête s'exprime par une fonction entière du second degré en m. Dans un spectroscope à faible dispersion, les raies n'étant pas séparées, l'ensemble prendra l'aspect d'une bande continue, brusquement limitée à la *tête*, et d'intensité progressivement décroissante dans le sens où s'étendent les raies à partir de la tête. On dit que la bande est dégradée vers le rouge ou vers le violet selon le sens où s'étendent, à partir de la tête, les raies qui composent la bande.

Une bande n'est généralement pas isolée ; il s'en trouve un certain nombre, de composition analogue, qui le plus souvent empiètent les unes sur les autres, et l'ensemble forme une *série de bandes*. Dans cette série, il est particulièrement important de considérer les positions des diverses têtes; celles-ci, considérées seules, et seules nettement mesurables si la dispersion est insuffisante, forment la *série de têtes*.

Ces quelques faits rappelés, revenons aux spectres des fluorures, et considérons en particulier celui du fluorure de calcium, qui est le plus facile à obtenir (2). La figure 1 représente les diverses parties de ce spectre. Chacun des traits du dessin a, en réalité, l'aspect d'une ligne très brillante, nettement limitée d'un côté, et se prolongeant de l'autre côté par une lumière diffuse qui s'affaiblit à mesure qu'on s'éloigne de la partie brillante. Cet aspect est exactement celui que présente une *bande* dans un spectroscope à faible dispersion; la partie brillante, nettement limitée d'un côté, serait la tête de cette bande. Un examen attentif montre que c'est bien là l'interprétation de l'aspect observé; les raies qui constituent chaque bande

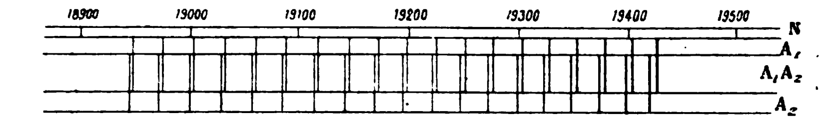
---

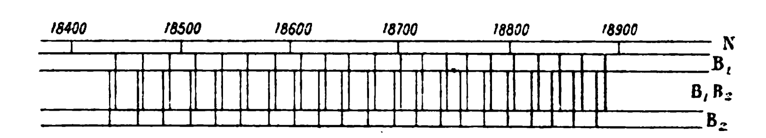
(1) Je laisse ici de côté un grand nombre de particularités intéressantes, que l'on trouvera exposées dans les mémoires de M. Deslandres.

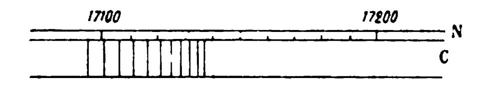
(2) On trouve dans le commerce, sous divers noms (charbons pour arcs flammes, charbons métallisés, etc.), des charbons pour lampes à arc qui contiennent du fluorure de calcium. L'arc jaillissant entre ces charbons est très brillant, et donne avec un grand éclat le spectre du fluorure de calcium. Quelques-uns de ces charbons contiennent du baryum, et donnent en outre le spectre du fluorure de baryum.

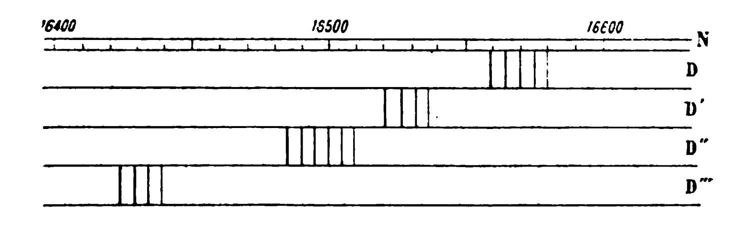
Le spectre du fluorure de calcium constitue une réaction très sensible des fluorures : il suffit d'imprégner les charbons, exempts de fluorures, d'un sel de chaux; l'addition d'une trace d'un fluorure quelconque fait apparaître dans le spectre de l'arc les bandes $CaFl^2$, et en particulier le groupe vert B qui est le plus brillant.

sont tellement serrées qu'au voisinage de la tête je n'ai pas réussi à les séparer, même en employant un grand réseau concave de Rowland,









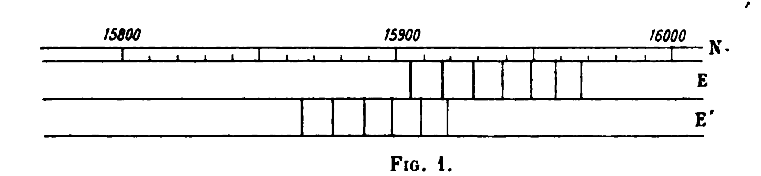


Fig. 1.

de 7 mètres de rayon(¹); à quelque distance de la tête, les raies, moins serrées, commencent à se séparer; mais alors elles empiètent

(¹) Le pouvoir de définition de cet appareil n'est d'ailleurs pas considérablement plus grand que celui de mon spectroscope, et il donne des spectres moins lumineux.

sur les raies issues des têtes voisines, et toute mesure est impossible.

En résumé, chacune des raies que j'ai mesurées est, en réalité, une *tête de bande*, et les groupes figurés sur le dessin sont des séries de têtes. Il faut renoncer à utiliser ces spectres pour accroître nos connaissances sur la répartition des raies dans une même bande, puisque les raies ne sont pas individuellement mesurables ; par contre, leur étude nous donnera d'utiles indications sur la répartition des têtes dans une série, parce que ces têtes sont nombreuses et bien définies.

Les diverses séries se divisent, au premier coup d'œil, en deux catégories :

1° Celles qui sont désignées sur le dessin par les lettres A et B. De chaque tête est issue une bande dégradée vers le rouge. La série des têtes commence brusquement par la tête la plus brillante, et les suivantes s'étendent, à partir de celle-là, vers le rouge; les distances des têtes successives vont en augmentant, d'ailleurs lentement, dans le même sens ;

2° Celles qui sont désignées par C, D, E. Les bandes correspondantes sont dégradées vers le violet. La série de têtes commence encore brusquement par la tête la plus brillante, et les suivantes s'étendent vers le violet; mais les intervalles entre les têtes successives vont en décroissant.

Les deux espèces de séries obéissent d'ailleurs à la loi suivante : Si l'on représente chaque tête par sa *fréquence*(1) N, on trouve que les intervalles des têtes successives forment une progression arithmétique; elles suivent la même loi que l'on trouve habituellement pour les raies issues d'une même tête, et qui forment une bande. M. Deslandres a, depuis longtemps, énoncé cette loi de répartition des têtes ; dans le cas actuel, elle se vérifie avec une précision égale à celle des observations, sur des séries où l'on peut mesurer plus de vingt têtes de bandes.

Si donc on numérote les têtes d'une même série, la fréquence N de la tête numérotée m s'exprimera par une fonction du second degré de m, et cela quels que soient l'origine et le sens du numérotage.

(1) N est en réalité, à un facteur constant près, l'inverse de la longueur d'onde *dans le vide*. On a pris pour N le nombre de longueurs d'onde contenues dans 1 centimètre.

Il y a cependant une grande différence entre la répartition des raies dans une bande et celles des têtes dans une série : dans le premier cas, l'intensité des raies décroît toujours à mesure que l'intervalle entre les raies successives augmente, et cela à partir de la tête de la bande, où cet intervalle est très faible. Il n'en est pas de même dans les séries de têtes : si l'on prend les séries de seconde espèce, les intensités vont en décroissant à mesure que les intervalles diminuent. Dans les séries de la première espèce, les intensités vont bien en décroissant à mesure que les intervalles augmentent ; mais, dès la première tête, qui est la plus brillante, l'intervalle est déjà grand, et il ne croît que lentement ; pour avoir une répartition analogue des raies d'une bande, il faudrait imaginer qu'un assez grand nombre de raies à partir de la tête aient complètement disparu.

Arrivons à l'expression numérique des diverses séries. La fréquence N de la tête numérotée m s'exprimera par une équation de la forme $N = A - (Bm + C)^2$. La valeur des coefficients B et C dépend de l'origine et du sens du numérotage. Comme la série s'étend toujours d'un seul côté à partir de la tête la plus brillante, la manière la plus naturelle de faire le numérotage m'a paru être celle-ci : donner à la tête la plus brillante le numéro 0, et aux suivantes les numéros 1, 2, 3, etc... De cette manière, m prendra seulement des valeurs positives, et les intensités iront toujours en décroissant à mesure que les numéros d'ordre augmentent. Pour les séries de la première espèce, les intervalles entre les têtes successives vont en augmentant avec m, et B est positif. Il est négatif pour les séries de seconde espèce (la constante C étant toujours prise positive) (1).

Le spectre du fluorure de strontium présente de frappantes analogies avec celui du sel de calcium.

Le tableau suivant donne les équations des diverses séries des deux spectres. Les séries analogues sont représentées par les mêmes lettres.

---

(1) Dans mes premières études sur les spectres des fluorures (*Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 20 juin 1904), j'avais choisi le numérotage de telle manière que la constante C soit nulle, et que l'équation prenne la forme $N = A - bm^2$. La tête initiale (la plus brillante de la série) avait alors un certain numéro m_0, et les suivantes, des numéros, à partir de m_0, dans le sens croissant ou décroissant selon les cas. J'ai, depuis, adopté le numérotage que je viens d'indiquer, qui est plus naturel, et qui conduit à des relations intéressantes entre les coefficients numériques.

Toutes les valeurs de N sont les inverses des longueurs d'onde rapportées au vide.

Tableau I. — Équation des séries de têtes de bandes des fluorures de calcium et de strontium :

$$N = A - (Bm + C)^2.$$

Les intensités, dans chaque série, vont en décroissant quand les numéros d'ordre augmentent.

$CaFl^2$				$SrFl^2$			
Série	A	B	C	Série	A	B	C
A_1	20458,9	+ 0,3776	32,10	A_1	18813,1	+ 0,1835	32,10
A_2	20455,2	+ 0,3768	32,10	A_2	18800,8	+ 0,1874	32,10
B_1	19925,1	+ 0,3209	32,10	B_1	18350,5	+ 0,135	32,10
B_2	19918,9	+ 0,31895	32,10	B_2	18327,6	+ 0,128	32,10
C	17146,1	— 0,420	7,15				
D	16609,3	— 0,417	7,07	D	15902,8	— 0,250	7,07
D'	16570,8	— 0,410	7,07	D'	15622,5	— 0,250	7,07
D''	16534,4	— 0,404	7,07				
D'''	16473,0	— 0,383	7,07				
E	16046,2	— 0,50	11,9	E	15492,7	— 0,34	11,9
E'	16006,5	— 0,50	11,9	E'	15455,9	— 0,35	11,9
				E''	15161,4	— 0,35	11,9
				E'''	15214,1	— 0,33	11,9

La comparaison de ces nombres conduit aux résultats suivants :

1° Si l'on considère les séries analogues des deux fluorures, la constante A est toujours plus grande dans le cas du calcium que pour le strontium ; en d'autres termes, les séries se déplacent vers les grandes longueurs d'onde lorsque le poids atomique du métal augmente. On sait que le même fait se présente pour les raies des métaux ;

2° La constante C a la même valeur pour les séries analogues des deux sels. Il est impossible de dire s'il y a égalité rigoureuse ou seulement approchée, parce que, pour certaines séries, où le nombre d'éléments mesurables est faible, les constantes ne sont pas très bien déterminées ; on pourrait donner des formules où la constante B étant légèrement modifiée, la valeur de C serait un peu différente,

et qui représenteraient aussi bien les observations. Cependant, pour certaines séries (séries A et B du calcium et A du strontium), les coefficients sont très bien déterminés, et l'égalité de la constante C est certainement vraie, à quelques centièmes près de sa valeur;

3° La constante B diminue lorsqu'on passe, dans une série analogue, du calcium au strontium ; dans ce dernier cas, les raies sont, par suite, plus serrées.

Il est intéressant de chercher des analogies entre les spectres que je viens de décrire et des spectres de bandes déjà connus.

La disposition des têtes qui se trouve dans les séries de la seconde espèce existe dans un certain nombre de spectres connus, par exemple dans les belles bandes du cyanogène. Quant à la disposition des séries de la première espèce (séries A et B), elle fait penser au spectre d'absorption de l'oxygène, abstraction faite de la partie compliquée qui se trouve vers le commencement de chaque groupe. Ce spectre d'absorption, d'aspect si particulier, serait-il formé, en réalité, non par de simples bandes, mais par des séries de têtes de bandes?

Le fluorure de baryum donne, lui aussi, un magnifique spectre de bandes, dont les têtes sont seules mesurables, et forment des séries de têtes, comme pour les deux autres fluorures. Toutes ces séries appartiennent à la seconde espèce, c'est-à-dire que les intensités des têtes y vont en diminuant à mesure que les intervalles diminuent. Ces séries ne sont pas les analogues de celles des deux autres fluorures : elles sont tournées en sens inverse des séries de seconde espèce des fluorures de calcium et de strontium; les bandes issues des têtes sont dégradées vers le rouge, et c'est aussi en allant vers le rouge que croissent les intervalles entre les têtes et que décroissent leurs intensités. Les formules de ces séries sont, par suite, de la forme $N = A + (Bm + C)^2$. Ces bandes se trouvent dans le bleu; les analogues de celles des deux autres fluorures devraient se trouver vers les grandes longueurs d'onde; peut-être sont-elles dans l'infra-rouge.

Le tableau suivant donne les formules des diverses séries du fluorure de baryum.

Tableau II. — Équation des séries de têtes de bandes du fluorure de baryum :

$$N = A + (Bm + C)^2.$$

Série	A	B	C
1	20111,0	— 0,4302	9,034
2	20197,8	— 0,441	7,06
3	19842,7	— 0,4362	13,522
4	19711,7	— 0,35765	16,715
5	19416,2	— 0,3932	10,618
6	19531,9	— 0,479	7,19

SUR LA CONSTANTE DE LA LOI DE MARIOTTE ET GAY-LUSSAC;

Par M. Georges MESLIN.

1. La constante R qui s'introduit dans la formule

$$pv = RT$$

dépend non seulement des unités fondamentales, mais encore de la masse gazeuse à laquelle cette formule est appliquée.

On sait que, si on l'applique à une masse égale à la masse moléculaire, la constante R a la même valeur pour tous les gaz, du moins dans le cas des gaz parfaits, et, si on prend le mètre cube pour unité de volume et le kilogramme-poids pour unité de force, on a :

$$R = 845;$$

c'est très sensiblement le double de l'équivalent mécanique de la chaleur, 423, mesuré avec le même système d'unités, mètre et kilogrammètre, c'est-à-dire kilogramme-poids et mètre.

Cette coïncidence a été utilisée par différents auteurs pour simplifier les calculs numériques relatifs aux pressions osmotiques, à la cryoscopie, à la tonométrie ou à l'évaluation du travail de compression d'un gaz ; on peut se demander de quelle propriété spéciale elle dérive, car elle n'est pas particulière au système employé. Ainsi dans le système C. G. S. On a :

$$R = \frac{pv}{T} = \frac{1033 \times 981 \times 28800}{273 \times 1,293} = 8,2 \, . \, 10^7;$$

d'autre part, dans ce même système, on a

$$E = 4,17 \, . \, 10^7,$$

et la relation indiquée plus haut subsiste.

On peut d'ailleurs reconnaître qu'il doit en être ainsi, quel que soit

le système d'unités, pourvu que l'on applique cette formule à la masse définie de la même façon.

2. On peut d'abord s'en rendre compte par la seule inspection d'une formule qu'on obtient comme conséquence de celle de Clapeyron lorsqu'on cherche la relation qui existe entre la variation de point d'ébullition d'un liquide Δt et la variation de force élastique maximum de sa vapeur Δp.

Cette formule est la suivante :

$$\Delta t = 1{,}988 \frac{T^2}{LM} \frac{\Delta p}{p},$$

où le coefficient numérique 1,988 représente en réalité le rapport $\frac{R}{E}$, comme il est facile de s'en assurer ainsi qu'il suit :

Prenons la formule de Clapeyron dans laquelle nous négligerons le volume du liquide :

$$L = \frac{Tu}{E} \frac{dp}{dt}.$$

Pour calculer ce qui représente le volume de l'unité de poids de matière, nous remarquerons que l'on a :

$$v = \frac{RT}{p},$$

où v représente le volume d'une masse égale à la masse moléculaire M, si la densité théorique de la vapeur d est égale à la densité effective d', et à $M \frac{d'}{d}$ dans le cas contraire ; on a donc :

$$u = \frac{v}{M}, \quad \text{et dans le cas général} \quad : \quad u = \frac{v}{M \frac{d'}{d}},$$

d'où :

$$u = \frac{RT}{pM \frac{d'}{d}},$$

et enfin :

$$L = \frac{R}{E} \frac{T^2}{M \frac{d'}{d}} \frac{1}{p} \frac{dp}{dt}.$$

d'où nous tirons :

$$\Delta t = \frac{R}{E} \frac{T^2}{L \cdot M \cdot \frac{d'}{d}} \frac{\Delta p}{p}.$$

Or cette formule peut s'écrire :

$$\frac{\Delta t}{T} = \frac{R}{E} \frac{T}{LM} \frac{d}{d'} \frac{\Delta p}{p},$$

où l'on met en évidence une série de quotients qui, à l'exception de $\frac{R}{E}$, sont tous indépendants des unités fondamentales ; donc il en sera de même pour $\frac{R}{E}$.

M, en effet, ne représente pas une masse, mais un rapport de masses moléculaires, le poids moléculaire de l'hydrogène étant pris égal à 2, tant qu'on conserve cette convention, M sera exprimé par le même nombre, quelle que soit l'unité de masse.

De même L ne varie pas dans les mêmes conditions puisque, dans un système cohérent, le changement sur la définition de calorie entraîne la constance de L.

$\frac{R}{E}$ est donc indépendant des unités de masse, de longueur et de temps ; ce rapport pourrait être lié à la définition de la température, c'est-à-dire à la valeur que l'on adopte pour l'intervalle fondamental, glace fondante, eau bouillante ; mais il n'en est rien, parce que les températures n'interviennent dans le premier membre que dans le rapport $\frac{\Delta t}{T}$, et dans le second membre dans le quotient $\frac{T}{L}$; là encore, dans un système cohérent, le changement de l'intervalle fondamental modifierait la définition du degré, c'est-à-dire de la calorie, et L serait affecté dans le même rapport que T.

$\frac{R}{E}$ est donc un nombre et sa valeur numérique a été donnée plus haut.

3. On peut d'ailleurs le démontrer directement par la considération des dimensions.

On a d'une part :

$$R = \frac{pv}{T};$$

où v ne représente pas un volume, mais le volume d'une masse déterminée, celui de M grammes dans le système C. G. S. ; ce serait celui de M kilogrammes dans un autre système ; bref, v varie avec l'unité de masse, puisqu'on applique la formule à une masse diffé-

rente, et on a :

$$v = \frac{V}{\mu}, \qquad \text{d'où} \qquad R = \frac{pV}{\mu T} = \frac{\mathfrak{T}}{\mu T},$$

en remarquant que le numérateur a les dimensions d'un travail $\mathfrak{T}$ c'est-à-dire $\mu\lambda^2\theta^{-2}$, les masses, longueurs et temps étant représentés par μ, λ et θ ; d'autre part, en désignant par Q la quantité de chaleur, on a :

$$E = \frac{\mathfrak{T}}{Q} = \frac{\mathfrak{T}}{\mu T} \text{ [1]}.$$

R et E ont donc les mêmes dimensions par rapport aux grandeurs fondamentales et sont également rattachés de la même manière à la température ; $\frac{R}{E}$ est donc un nombre indépendant de ces unités.

4. On peut alors se demander par quoi est déterminée sa valeur numérique si voisine de 2 et chercher d'où vient exactement cette coïncidence.

D'après la façon dont on trouve ce nombre et dont on calcule R, on voit qu'il changerait si on appliquait la formule

$$pv = RT,$$

à une masse d'hydrogène différente de celle qu'on a employée, en raison du changement qui en résulterait pour v : or cette masse était égale à 2 (2 unités de masse). Si la masse moléculaire de l'hydrogène était prise pour unité, le rapport $\frac{R}{E}$ deviendrait très voisin de 1, et la formule de Mariotte et Gay-Lussac s'écrirait :

$$pv = ET.$$

En résumé, le rapport $\frac{R}{E}$ est très sensiblement égal au nombre que l'on adopte ou que l'on est amené à prendre pour la masse moléculaire de l'hydrogène ; si l'on prenait 100 pour le poids atomique de l'oxygène, $\frac{R}{E}$ serait égal à 12,5 environ ; il devient presque égal

(1) Il est préférable de ne pas expliciter l'expression de $\mathfrak{T}$ en le remplaçant par $\mu\lambda^2\theta^{-2}$; il est vrai que μ disparaîtrait ; mais la démonstration ne serait valable que pour les systèmes cohérents, ce qui n'est précisément pas le cas du système anciennement adopté, kilogramme-poids pour la force et kilogramme-masse pour la calorie, système dans lequel E était représenté par 423.

à 2 dans le système ordinairement adopté par les chimistes ; cette coïncidence n'a pas de fondement théorique, car elle provient de la valeur de la densité de l'hydrogène, 0,069 × 0,001293, valeur qui pourrait être différente, et elle se rattache, au fond, à ce fait expérimental que dans le système C. G. S. la masse d'un volume v d'hydrogène sous une pression p et à une température T est donnée par:

$$\frac{0{,}069 \times 0{,}001293}{1033 \times 981} vp \frac{273}{T},$$

c'est-à-dire, à quelques 1 millièmes près, par :

$$\frac{1}{4{,}17 \, . \, 10^7} \frac{pv}{T} = \frac{1}{E} \frac{pv}{T}.$$

APPAREIL A NETTOIEMENT AUTOMATIQUE ET CONTINU DU MERCURE ;

Par M. A. TURPAIN (1).

Le nettoiement d'une grande quantité de mercure (2 à 3 litres), quantité nécessaire au fonctionnement des pompes à vide, demande en général un assez grand laps de temps. Le passage répété du mercure dans une solution d'azotate mercureux nettoie convenablement le mercure. Le dispositif figuré ci-contre permet de rendre ce nettoiement continu, automatique et sans surveillance.

Trois vases A, B, C, superposés l'un à l'autre et s'adaptant à l'émeri, sont terminés chacun par un fond formé d'une sorte de pomme d'arrosoir en verre surmontée d'un siphon qui rend chaque vase analogue à un vase de Tantale. La section des siphons est réglée de telle sorte qu'ils se désamorcent dès que le mercure a atteint le niveau a. Les trous de chaque pomme d'arrosoir sont en nombre suffisant pour que l'engorgement ne puisse se produire, le vase C débitant plus que ne débite le vase B, qui lui-même débite plus que ne débite le vase A.

Au-dessus du mercure en A, on dispose une solution au 1/10 d'acide azotique pur, qui ne tarde pas à former au contact du mercure de l'azotate mercureux qui sera l'agent actif du nettoiement. Le vase B

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 3 juin 1904.

contient de l'acide sulfurique pur qui dessèche le mercure nettoyé. — Le vase C contient une colonne de perles poreuses que surmonte une couche de potasse caustique qui arrête l'acide entraîné. Les perles poreuses absorbent la petite quantité de sulfate de potassium formé, dont l'excès peut d'ailleurs surnager le mercure en *a* dans le vase C.

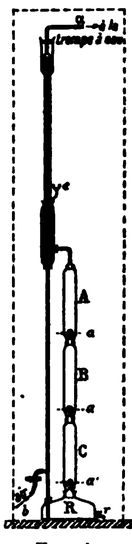


FIG. 1.

Le mercure tombé en R est remonté sous forme de chapelets de gouttes séparées par l'air qu'aspire une trompe à eau adaptée en α. — Le mercure circule ainsi d'une manière continue et automatique dans l'appareil. — Un robinet *r* permet de puiser du mercure. Un tube à entonnoir *e* permet d'introduire une nouvelle quantité de mercure à nettoyer dans la circulation.

L'usage de ce dispositif pendant plus de deux ans et la satisfaction qu'il nous a donnée nous a engagé à le publier. Il nous est arrivé de faire fonctionner pendant près d'un mois sans surveillance aucune, nuit et jour, l'appareil, et d'obtenir ainsi sans peine du mercure assez propre non seulement pour l'usage des trompes, mais pour la confection d'arcs au mercure.

M. Berlemont a construit l'appareil sous une forme qui en rend le démontage et le nettoyage des plus faciles et qui le rend en même temps très robuste. — Ce nettoyage est d'ailleurs inutile quand

l'appareil fonctionne constamment. Il y a avantage à garder en A de l'acide qui a longtemps séjourné au contact du mercure.

Il est bon de débarrasser l'air aspiré en *b* de son humidité par un barboteur à acide sulfurique.

APPAREIL A ÉCOULEMENT POUR L'ENREGISTREMENT CONTINU DE LA DÉPERDITION ÉLECTRIQUE DE L'ATMOSPHÈRE;

Par M. Charles NORDMANN.

Deux méthodes très différentes sont actuellement employées pour l'étude de l'ionisation de l'atmosphère: 1° la méthode de courant gazeux d'Ebert, qui consiste à observer la vitesse avec laquelle se charge l'armature interne, primitivement au potentiel zéro, d'un condensateur cylindrique où passe un courant d'air et dont l'armature externe est reliée à des piles de charge; 2° la méthode de déperdition d'Elster et Geitel, qui consiste au contraire à étudier la rapidité avec laquelle se décharge, sous l'influence des ions de l'air, un conducteur dit corps déperditeur, isolé et primitivement porté à un haut potentiel.

Ni l'un ni l'autre de ces procédés ne se prête à un enregistrement, comme il est facile de le voir.

J'ai décrit récemment (1) une méthode qui permet d'obtenir simplement l'enregistrement continu du degré d'ionisation de l'air par une méthode de courant gazeux.

Je me propose aujourd'hui d'indiquer brièvement comment on peut réaliser également l'enregistrement par la méthode de déperdition, grâce au dispositif suivant, qui ne comporte ni mouvement d'horlogerie, ni mécanisme d'aucune sorte, et fournit un enregistrement absolument continu :

Les organes essentiels de l'appareil sont : un corps déperditeur, de forme sphérique, isolé ; une pile de charge d'environ 200 volts ; et, comme dans mon précédent appareil, un vase de Mariotte en métal contenant un liquide conducteur, et qui fournit, par un ajutage particulier placé à sa base, un écoulement régulier de n gouttes de rayon r par seconde. Ce vase est relié métalliquement aux piles de

(1) *C. R.*, 13 février 1905.

charge de potentiel E, et fournit donc un écoulement constant d'électricité égal à nrE par unité de temps (puisque chaque goutte emporte une charge rE) ; ces gouttes tombent dans un petit tube métallique isolé, relié au corps déperditeur, et terminé par un ajutage identique à celui du vase de Mariotte, et disposé de sorte que, lorsque l'appareil est en marche depuis quelques instants, les gouttes d'eau s'en échappent régulièrement à mesure qu'elles tombent du vase de Mariotte.

Soit V le potentiel variable du corps déperditeur, indiqué par un électromètre Curie amorti. On peut écrire que l'augmentation dans le temps dt de la charge du système isolé « corps déperditeur-ajutage », de capacité c, est égale à l'apport d'électricité $nrEdt$ dû au vase de Mariotte, diminué, d'une part de la perte $nrVdt$ due aux gouttelettes qui s'échappent du second ajutage, d'autre part de la décharge Q du corps déperditeur due aux ions de l'air et proportionnelle au degré d'ionisation de celui-ci :

$$CdV = nrE - (nrV + Q).$$

Conformément au calcul, dans la pratique l'équilibre s'établit au bout d'un temps très court entre l'apport d'électricité qui tend à charger le système isolé, et la double déperdition par les gouttelettes et par l'air, de sorte que

$$nrE = nrV + Q \text{ (1)},$$

ou

$$E - V = \frac{Q}{nr}.$$

C'est-à-dire que la différence entre le potentiel de la pile de charge et celui du système déperditeur est à chaque instant proportionnelle au degré d'ionisation de l'air. On joint la pile de charge à l'une des paires de quadrants de l'électromètre, le corps déperditeur à l'autre paire, et *les déviations de l'aiguille, enregistrées sur un cylindre photographique à fente horizontale au moyen d'un pinceau lumineux*

(1) Il n'est pas essentiel que le nombre par seconde et le rayon des gouttelettes du deuxième ajutage soient respectivement égaux à ceux n et r des gouttelettes du vase de Mariotte.

S'ils étaient par exemple n' et r', de sorte que $n'r' \neq nr'$, la relation ci-dessous deviendrait, comme on peut le voir facilement :

$$E - V = \frac{Q}{n'r'} + K,$$

où K est une constante facile à déterminer.

réfléchi sur le miroir, sont alors sans cesse proportionnelles à E — V, *c'est-à-dire au degré d'ionisation de l'air.*

Les conditions de réglage et de sensibilité sont facilement réalisables, et du même genre que dans mon précédent appareil [1].

J'y reviendrai prochainement plus en détail, et je n'ai voulu aujourd'hui qu'indiquer sommairement le principe d'une méthode qui, en raison de sa simplicité, pourra peut-être rendre quelques services.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

Janvier, février et mars 1904.

ARTHUR SCHUSTER. — A simple explanation of Talbot's bands (Explication simple des bandes de Talbot). — P. 1.

« Comme les bandes sont vues en « lumière blanche », une simple pulsation lumineuse doit être suffisante pour les produire, et la distribution de l'intensité dans le spectre n'étant pas un facteur essentiel, on pourra la choisir de la forme et de la durée qu'on voudra. » Partant de là, l'auteur considère alors un réseau formé de bandes réfléchissantes parallèles séparées par des bandes ne réfléchissant pas la lumière. On observe, dans une direction oblique par rapport au réseau, au foyer principal F d'une lentille convergente. Il arrivera en F des pulsations à des époques distantes d'un temps égal à la période de l'onde homogène qui, partie du même point lumineux et réfléchie par le réseau, aurait, en F, son premier maximum principal ; les pulsations ne pourront visiblement interférer que si on établit au moyen d'une lame un retard sur les pulsations parties de la moitié du réseau la plus rapprochée de F. C'est l'explication de la condition de production des bandes de Talbot. Le même procédé permet de dire quel est le retard qu'il faut introduire pour obtenir les bandes les plus noires : c'est $\frac{N\lambda}{2}$, N étant le nombre de traits du réseau.

Si on appelle λ la longueur d'onde pour laquelle il y a un maximum de lumière, λ'' celle qui a un minimum tout de suite après du côté du vio-

(1) *Loc. cit.*

let, on voit facilement que $\frac{\lambda - \lambda''}{\lambda} = \frac{1}{N}$, valeur qui est aussi égale à $\frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda}$, λ_1 étant la longueur d'onde jusqu'où s'étend l'image centrale de diffraction d'une lumière λ donnée par le même dispositif optique ; c'est encore une propriété des bandes de Talbot.

Le cas d'un prisme se ramène à celui du réseau, car, au point de vue du pouvoir séparateur, un prisme peut se remplacer par un réseau dont le nombre de traits serait :

$$N = t \frac{d\mu}{d\lambda}$$

(t = épaisseur du prisme, μ = indice de réfraction).

On peut d'ailleurs étudier comment se propage une pulsation à travers un prisme, et on retrouve le même résultat.

PERREAU.

BUMSTEAD. — On the variation of entropy as treated by Prof. Willard Gibbs (Sur la variation de l'entropie en suivant la méthode de Willard Gibbs). — P. 8.

Observations à un article de M. Burbury (août 1903, *Ph. Mag.*), pour montrer comment on peut lever des difficultés qui s'étaient présentées au chapitre XII des *Principes de mécanique statique* de Willard Gibbs.

A. PFUND. — A study of the selenium cell (Étude sur la pile au sélénium). — P. 26.

Cette intéressante étude avait pour but de déterminer l'influence du sélénium, des séléniures des métaux sur le phénomène de variation de résistance d'une pile au sélénium sous l'influence de la lumière.

La pile était formée de deux plaques de graphite d'Atchison séparées par des feuilles de mica de $0^{mm},8$ d'épaisseur totale. Sur la tranche, on avait produit une couche mince ($0^{mm},08$ environ) de sélénium. La résistance était de 20 mégohms et devenait 12 à 2 fois plus petite par l'éclairement d'une lampe à incandescence de 32 bougies placée à 30 centimètres de distance.

Pour étudier l'influence de la lumière tombant sur la pile, on avait

un spectroscope à prisme en sel gemme, du genre de ceux employés dans l'étude de l'infra-rouge. Pour faire en sorte que l'énergie tombant sur la pile fût la même, quelle que soit la couleur, on interposait sur le trajet du faisceau un disque percé de fentes dont on pouvait faire varier la vitesse. On mesurait l'énergie en faisant tomber la lumière sur une pile thermoélectrique de Rubens, substituée à la pile au sélénium.

Le sélénium employé était du Se du commerce préalablement bien purifié chimiquement, auquel on ajoutait une proportion déterminée, 3 0/0, de divers séléniures.

1° L'expérience montra que, quel que soit le séléniure ajouté, le maximum de sensibilité eut toujours lieu pour la longueur d'onde $0^{\mu},7$. Cette disposition doit donc dépendre du sélénium et non du métal.

2° *Influence du courant électrique.* — L'expérience montra que les variations de résistance de la pile, quand elle passe de l'obscurité à la lumière, puis de la lumière à l'obscurité, sont exactement les mêmes que la pile soit ou non traversée par le courant.

3° Ces faits s'accordent mal avec la théorie habituellement admise de Bidwell. L'auteur fait l'hypothèse que la lumière agirait sur le sélénium pour produire des modifications allotropiques de résistances différentes. Elle concorderait mieux avec le résultat de ses expériences.

PERREAU.

WEINTRAUB. — Investigation of the arc in metallic vapours in an exhausted space (Recherches sur l'arc dans un tube vide d'air contenant des vapeurs métalliques). — P. 95.

Habituellement, pour obtenir un arc au mercure, on sépare les deux électrodes en mercure d'abord amenées au contact, ou bien on établit au début une grande différence de potentiel. L'auteur indique un autre procédé : Son tube vide d'air, de la forme d'un H dont la branche de gauche serait plus grande que celle de droite, comporte deux électrodes en mercure A et B très rapprochées et une électrode en graphite D à une grande distance de B. On établit les connexions de manière que B soit cathode et A et D anodes. La rupture des mercures A et B amenés en contact donne un arc entre B et A, qui entraîne aussitôt la formation d'un long arc entre B et D. L'avantage sur la méthode habituelle réside dans ce fait que les

deux quantités de mercure A et B peuvent être petites. Si le tube BD est court, on peut aussi établir l'arc par une simple agitation du mercure sans faire intervenir l'électrode A.

Cette méthode est la conclusion d'expériences où l'auteur établit que, pour produire un arc au mercure, il est nécessaire d'avoir une cathode en mercure, et que, de plus, cette cathode doit avoir subi au préalable une modification, modification qui, dans le langage des « ions », existe quand une ionisation à la surface de cette cathode a permis le passage de l'arc à travers des vapeurs métalliques.

L'étude de l'arc au mercure a redonné sur la résistance, sur la différence de potentiel les résultats déjà connus, mais, en outre, a conduit à distinguer dans le tube trois espèces de vapeurs de mercure: vapeur ionisée conductrice; vapeur ordinaire non conductrice, portée à l'incandescence donnant de la lumière ; vapeur ordinaire ni conductrice ni lumineuse. Le tube est d'autant meilleur que cette dernière vapeur existe en moins grande quantité.

En employant diverses anodes, on établit l'importance principale de la cathode, l'électrode où se produisent les ions qui conduisent le courant.

L'emploi d'amalgames de métaux alcalins, de métaux alcalins purs, a montré l'analogie complète des propriétés d'un arc dans ces vapeurs avec celles d'un arc au mercure.

On a également utilisé une force électromotrice alternative : Le fait que, si on a deux électrodes, une en mercure, l'autre en fer ou en graphite, il est nécessaire pour l'existence de l'arc que le mercure soit cathode, conduit à penser que le courant ne passera que dans un seul sens sous la forme d'une demi-onde. L'expérience confirme cette prévision, et l'auteur a construit sur cette donnée un tube qui redresse un courant alternatif en donnant un courant continu d'intensité à peu près constante.

PERREAU.

CHANT. — The variation of potential along the transmitting antenna in wireless telegraphy (Variation du potentiel le long de l'antenne dans la télégraphie sans fil). — P. 124.

L'exploration est faite par les méthodes connues. Les résultats sont les suivants : 1° Dans la méthode simple de Marconi et la

méthode d'excitation directe (Slaby), quand l'antenne est réunie à la terre, l'effet est le même que si on avait employé un fil identique à l'antenne pour la balancer, où, en parlant le langage de l'optique, la terre agit comme un miroir plan ;

2° Dans ces conditions, l'oscillation principale est la fondamentale de l'antenne avec une longueur d'onde égale à quatre fois sa longueur. Le circuit du condensateur dans la méthode d'excitation directe (méthode de Slaby) imprime sa longueur d'onde à l'antenne ; mais ses oscillations ne sont pas à beaucoup près aussi intenses que les oscillations propres de l'antenne. Dans cette dernière méthode, l'oscillation est plus régulière et plus puissante ;

3° Dans la méthode par induction, le trait dominant des oscillations est celui donné par le circuit du condensateur. Avec des antennes de différentes longueurs, il y a un petit changement dans l'oscillation dont on ne voit que le quart de la longueur d'onde. L'oscillation propre de l'antenne est aussi présente, mais beaucoup moins intense que dans les deux premiers cas ;

4° La longueur de l'antenne pour qu'il y ait résonance est toujours *un quart* de la longueur d'onde, jamais un plus grand multiple ;

5° Quand on intercale une inductance entre le circuit du condensateur et la terre, l'oscillation fondamentale n'est ni aussi régulière, ni aussi intense, à cause de la superposition d'harmoniques ;

6° Dans la méthode d'excitation directe (Slaby), une petite capacité ne peut pas compenser d'une façon satisfaisante l'antenne ; dans la méthode par induction, une capacité agit comme une connexion à la terre ou un fil semblable. PERREAU.

HAGEN and RUBENS. — On some relations between the optical and the electrical qualities of metals (Sur quelques relations entre les propriétés optiques et électriques des métaux). — P. 157.

Pour soumettre au contrôle de l'expérience cette conséquence de la théorie électromagnétique de la lumière que le pouvoir réflecteur R d'un métal est donné par cette formule de Maxwell :

$$R = 100 - \frac{200}{\sqrt{\Lambda\tau}}$$

(Λ = conductibilité électrique en unités électrostatiques ; τ, période d'oscillation en secondes), les auteurs ont mesuré le pouvoir réflec-

teur R pour de grandes longueurs d'onde (de 0,05 μ à 14 μ). Une lampe Nernst éclaire soit directement (après réflexion sur deux miroirs E et F), soit après réflexion sur le miroir concave à étudier, la fente H d'un spectroscope dans lequel les lentilles du collimateur et de la lunette sont remplacées par des miroirs et où le prisme est en fluorine ou en sylvine. On observe avec une pile thermoélectrique linéaire.

Les résultats trouvés sont donnés dans des tables et traduits par des courbes.

1° Ils montrent que la formule de Maxwell est d'autant mieux vérifiée qu'on s'adresse à une longueur d'onde plus grande.

Pour des longueurs d'onde plus grandes, pour les rayons que laissent subsister plusieurs réflexions sur la fluorine et dont la longueur d'onde est 25,5 μ, les auteurs ont préféré déterminer le pouvoir émissif au lieu du pouvoir réflecteur.

Une boîte cubique, sur les faces de laquelle on pouvait fixer les plaques à étudier ou « le corps noir » servant de terme de comparaison, était chauffée à une température déterminée. Les rayons émanant d'une face passaient à travers une ouverture ménagée dans un écran refroidi, subissaient plusieurs réflexions sur des plaques de fluorine et venaient, concentrés par un miroir, sur une pile thermoélectrique.

2° Les résultats s'accordent avec la formule de Maxwell, sauf pour le bismuth. L'expression $(100 - R)\sqrt{k}$, où k est l'inverse de la résistance d'un conducteur de 1 mètre de long et de 1 millimètre carré de section exprimée en ohms, qui, d'après la formule théorique, a une valeur 7,23, a été trouvée égale à 7,33 pour les métaux purs, 7,41 pour les alliages.

3° La résistance électrique variant avec la température, il doit en être de même de 100 — R. L'expérience vérifie cette conclusion.

4° Des observations, il résulte que les périodes de vibration des molécules influencent à peine la conduite optique des métaux dans la région des grandes longueurs d'onde.

5° On n'observa aucune influence des propriétés magnétiques du fer ou du nickel sur les propriétés de ces rayons.

6° La formule de Maxwell ainsi vérifiée expérimentalement conduit encore à cette conclusion :

$$g = v = 5{,}48\sqrt{k\lambda}$$

(g = coefficient d'extinction, v = indice de réfraction du métal pour l'incidence normale).

7° Une conséquence de la concordance des résultats théoriques et expérimentaux est qu'on peut déterminer la résistance électrique d'un métal seulement par des mesures de radiation.

PERREAU.

COTTER. — An instrument for drawing conics (Instrument pour dessiner des coniques). — P. 274.

L'appareil se compose d'un losange articulé AGBF. Une diagonale BC est munie d'une fente longitudinale dans laquelle glisse un sommet A du losange. Une autre règle en bois FH, percée d'une fente longitudinale dans sa partie moyenne, s'articule au sommet G du losange. Le crayon est placé en P, rencontre des deux réglettes FH et BC. On voit que ce crayon décrit une ellipse de foyer F et F′ ou une hyperbole de foyer H et F′, selon qu'on maintient F fixe ou H fixe. L'avantage de cet instrument réside dans ce fait que la diagonale AB est tangente à la courbe.

PERREAU.

ROLLA APPLEYARD. — The conductometer (Le conductomètre). — P. 281.

L'auteur signale une disposition particulière du pont de Wheatstone (décrit complètement dans *Proceedings of the Institution of Civil Engineers*, sessions 1902-1903) servant pour la comparaison de deux échantillons de fils de cuivre ayant à peu près la même conductibilité. Le fil du pont, dont la résistance équilibre celle à mesurer, est gradué de manière que la position du curseur donne par simple lecture le tant pour cent de différence de conductibilité entre le fil étalon et le fil à étudier.

PERREAU.

PORTER. — On a method of mechanically reinforing sounds (Méthode pour renforcer mécaniquement les sons). — P. 283.

C'est une application des flammes sensibles : elles peuvent renforcer le son qui les impressionne. L'auteur décrit le dispositif suivant

où il a remplacé le pavillon d'un phonographe par une flamme sensible :

1° Une tubulure *a* est reliée à un tube en Y dont une branche est substituée au pavillon du phonographe et dont l'autre branche est reliée à un tube en Y relié d'une part à un tuyau de gaz, d'autre part à un réservoir d'air à une grande pression ;

2° Une tubulure *b* est reliée à un tube en Y dont une branche est reliée à un tuyau de gaz, l'autre au même réservoir d'air;

3° Une tubulure *c* est reliée à un tuyau de gaz. Les trois tubulures *a*, *b*, *c*, — *a* et *b* étant inclinées à 45°, et *c* verticale au milieu des deux autres, — donnent une flamme qui renforce le son du phonographe comme le ferait le pavillon habituel.

PERREAU.

RICHARDSON. — The solubility and diffusion in solution of dissociated gases (Solubilité et diffusion en solution des gaz dissociés). — P. 266.

L'auteur écrit quatre équations, deux exprimant les relations entre les parties non dissociées et dissociées du gaz dissous et du gaz non dissous et deux qui expriment que la concentration interne est proportionnelle à la concentration externe pour chacune des parties.

On trouve ainsi que la solubilité des produits de dissociation est déterminée par la solubilité de la substance non dissociée et par les deux constantes de dissociation.

Ces résultats sont confirmés et étendus en appliquant au problème les principes de la thermodynamique. On trouve ainsi que la variation des solubilités avec la température est déterminée par les différences des chaleurs de dissolution des gaz dissociés et non dissociés, que la vitesse de diffusion se compose de deux termes, un proportionnel au gradient de la pression, l'autre à la $\sqrt[n]{\ }$ si la molécule est dissociée en *n* molécules.

Dans le cas où on étudie la diffusion à travers une paroi solide sur laquelle le gaz peut agir chimiquement, il faut tenir en outre compte de la pression de dissociation déterminée pour chaque température.

PERREAU.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY;

T. LXXIII.

T.-C. PORTER. — Some experiments in magnetism (Quelques expériences de magnétisme). — P. 5-12.

L'auteur a étudié l'effet d'un champ magnétique puissant sur la formation et l'accroissement de certains cristaux. Il a opéré sur le sel de Marignac (sulfate basique de fer et d'ammonium), et le résultat principal de cette recherche longue et difficile fut que, s'il existe une action du champ magnétique produisant une orientation des cristaux ou une modification de leurs propriétés optiques, il faut; pour la manifester indubitablement, des champs plus intenses que ceux qu'il a employés.

Par contre, il réussit à obtenir des aimants permanents en combinant directement, dans le champ, le soufre et le fer en proportions convenables pour produire le sulfure Fe^3S^4, et en oxydant la limaille de fer de façon à produire l'oxyde ferroso-ferrique Fe^3O^4.

J. MORROW. — On the distribution of stress and strain in the cross-section of a beam (Sur la distribution de la force et de la déformation dans la section transversale d'un barreau). — P. 13-31.

Un barreau rectangulaire repose par ses extrémités sur deux couteaux. En plaçant une charge en son milieu, le barreau se courbe. Sa moitié supérieure est comprimée, sa moitié inférieure dilatée dans le sens de la longueur. Il en résulte que, pour chaque section transversale du barreau, la largeur de la moitié supérieure augmente, celle de la moitié inférieure diminue. L'auteur a mesuré cette dilatation superficielle à différentes distances de la partie médiane de la section au moyen d'un appareil qu'il a décrit antérieurement (1) et qu'il a légèrement modifié.

D'après la théorie de l'élasticité, les quantités dont s'allongent ou se raccourcissent, par le ploiement, les sections transversales à des distances égales du plan médian, doivent être égales. Les mesures directes ont donné des différences qui dépendaient de la grandeur

(1) *Philos. Magaz.*, 6e série, t. VI, p. 417.

de la charge. Les valeurs absolues des dilatations superficielles étaient plus petites que les valeurs calculées théoriquement. Pour des charges très élevées, la dilatation superficielle du plan médian n'est pas nulle.

Si l'on suppose que la dilatation superficielle à une distance quelconque du plan médian est proportionnelle à la pression qui agit, à cette distance, normalement à la section, on peut calculer, en partant des dilatations superficielles observées, la distribution, sur la section, des pressions parallèles à l'axe. Cette distribution diffère de la valeur théorique de la même manière que la distribution de la dilatation superficielle diffère de la valeur calculée théoriquement.

Moyennant l'hypothèse que les forces normales et les dilatations superficielles sur chaque section sont distribuées comme l'indique la théorie, l'auteur établit une formule qui permet de calculer le coefficient de Poisson d'après la mesure d'une dilatation superficielle et de la flexion de la surface médiane.

J.-A. EWING et L.-H. WALTER. — A new method of detecting electrical oscillations (Nouvelle méthode pour déceler les oscillations électriques). — P. 120-123.

Le détecteur d'ondes électriques décrit par les auteurs est basé sur le principe de l'hystérésimètre d'Ewing ([1]). Dans cet instrument, l'hystérésis est mesurée par le couple mécanique qui s'exerce entre un champ magnétique et le fer quand on fait tourner le fer ou l'aimant qui produit le champ. Ce couple est mesuré par la déviation d'un ressort antagoniste. Lorsque des oscillations électriques agissent sur ce système, tout changement d'hystérésis causé par elles est accusé par une variation correspondante de la déviation du ressort.

Dans leurs premières expériences, MM. Ewing et Walter ont trouvé, comme ils s'y attendaient, une réduction de la déviation du ressort, c'est-à-dire une diminution de l'hystérésis lorsque les oscillations électriques se produisaient. Mais, dans des expériences ultérieures, en prenant pour métal magnétique un fil fin d'acier isolé à travers lequel devaient passer les oscillations électriques, ils ont trouvé que ces dernières produisaient une grande augmentation de l'hystérésis.

([1]) *J. Inst. Electr. Engineers*, t. XXIV, p. 398; 1895.

Au point de vue physique, cette augmentation de l'hystérésis est intéressante et inattendue. Elle est due probablement à ce que l'aimantation circulaire oscillante facilite le processus d'aimantation longitudinale, en permettant au fil d'acier de prendre une aimantation beaucoup plus grande, à chaque inversion, qu'il ne le ferait autrement et en augmentant ainsi indirectement l'hystérésis de façon que l'influence directe des oscillations électriques soit anéantie. Le résultat semble dépendre de deux influences antagonistes et, dans un fil d'acier, dans les conditions de l'expérience, l'influence qui fait augmenter l'hystérésis par suite de l'augmentation de l'induction magnétique est de beaucoup la plus puissante.

Au point de vue de la télégraphie sans fil, l'appareil construit par les auteurs a l'avantage de donner des effets mesurables.

E. MATTHEY. — Constant-standard silver trial-plates (Étalons de plaques constants pour l'essai de l'argent). — P. 124-127.

L'auteur montre que la théorie anciennement adoptée, d'après laquelle « le réarrangement moléculaire est relativement faible si la masse de métal est solidifiée lentement et uniformément », est contredite par les expériences. En introduisant de l'argent fondu par la partie inférieure d'un moule refroidi, il a pu obtenir des plaques rectangulaires de 75 sur 90 centimètres de côté et de 1 millimètre d'épaisseur, présentant en tous leurs points un titre absolument constant.

W.-J.-S. LOCKYER. — Sunspot variation in latitude, 1861-1902 (Variation des taches solaires en latitude, 1861-1902). — P. 142-152.

Voici les conclusions du mémoire :

1° La loi de Spörer (1) sur les zones de taches n'est qu'approximativement exacte et ne donne qu'une idée très générale sur la circulation des taches solaires;

2° Les courbes de Spörer sont les résultantes intégrées de deux, trois et parfois quatre courbes de régions d'activité des taches, chacune de ces dernières diminuant presque continuellement en latitude ;

(1) *C. R.*, t. CVIII, p. 486.

3° Les réductions de Spörer et de plusieurs autres ont indiqué la nature ondulée particulière de la courbe intégrée. L'auteur montre que cette particularité est en grande partie réelle et n'est pas due à des erreurs d'observation ;

4° Les explosions de taches dans les hautes latitudes ne sont pas restreintes aux époques de minimum des taches solaires ou aux environs, mais se produisent même aux époques de maximum des taches ;

5° Les commencements successifs des régions d'activité des taches aux hautes latitudes, entre un maximum et un minimum de taches, semblent étroitement liés aux régions d'activité des proéminences pendant ces périodes.

LORD RAYLEIGH. — On the compressibilities of oxygen, hydrogen, nitrogen, and carbonic oxide between one atmosphere and half an atmosphere of pressure, and on the atomic weight of the elements concerned. Preliminary notice (Sur les compressibilités de l'oxygène, de l'hydrogène, de l'azote et de l'oxyde de carbone entre une atmosphère et une demi-atmosphère de pression; et sur les poids atomiques de ces éléments. Note préliminaire). — P. 153-154.

L'appareil employé a été construit sur le même plan que celui qui a été précédemment décrit (1). L'auteur a obtenu pour la valeur de B, ou quotient de la valeur de pv à une demi-atmosphère par la valeur correspondante à une atmosphère, les nombres suivants :

Oxygène....................	1,00040
Hydrogène.................	0,99976
Azote......................	1,00017
Oxyde de carbone..........	1,00028

Si l'on mesure p en atmosphères et si l'on suppose qu'à de faibles pressions l'équation d'une isotherme est :

$$pv = PV(1 + ap),$$

PV étant la valeur du produit pour un état de complète raréfaction, on a :

$$a = 2(1 - B).$$

L'intérêt principal de la connaissance du coefficient a, c'est qu'il

(1) *Phil. Trans.*, A., t. CLXXXVIII, p. 417 ; 1902.

sert à trouver une correction pour les densités relatives des gaz observés à la pression atmosphérique, de façon à déterminer quelles seraient ces densités dans un état de grande raréfaction auquel la loi d'Avogadro est seule applicable. En prenant l'oxygène comme terme de comparaison, on voit que le terme correctif qui permet de passer du rapport des densités à une atmosphère au rapport des densités lors d'une grande raréfaction est $\frac{1+a}{1+a_0}$ ou $1+2(B_0-B)$, l'indice *o* se rapportant à l'oxygène.

Ce terme correctif a les valeurs suivantes :

Hydrogène.................	1,00128
Azote......................	1,00046
Oxyde de carbone..........	1,00024

Le double du premier nombre, soit 2,0026, représente, d'après la loi d'Avogadro, le volume d'hydrogène qui se combine avec un volume d'oxygène à la pression atmosphérique pour former de l'eau. Les déterminations directes de Scott ont donné 2,00245, et celles de Morley 2,0027, nombres bien concordants.

Le tableau suivant donne les densités des gaz précédents rapportées à l'oxygène = 16 à la pression atmosphérique et sous de très faibles pressions :

	Pression atmosphérique	Pressions très faibles
Hydrogène...............	1,0075	1,0088
Azote.....................	14,003	14,009
Oxyde de carbone........	14,000	14,003

D'après les recherches de M. Leduc et de M. Morley, il est probable que les nombres ci-dessus sont un peu trop élevés.

Le nombre non corrigé 14,003 obtenu pour l'azote est en désaccord avec le nombre 14,05 obtenu par Stas. Cette question mérite d'attirer l'attention des chimistes.

Si la loi d'Avogadro est strictement exacte, il semble impossible que le poids atomique de l'azote puisse être 14,05.

D'après le poids moléculaire 28,006 de l'oxyde de carbone, on déduit pour le poids atomique du carbone le nombre 12,006.

M. D. Berthelot [1], en se basant sur les observations de M. Leduc, a d'ailleurs obtenu des nombres presque identiques.

---

[1] *C. R.*, t. CXXVI, pp. 954 et 1501 ; 1898.

J. WALKER. — Theory of amphoteric electrolytes (Théorie des électrolytes amphotères). — P. 155-165.

On appelle électrolytes *amphotères* les électrolytes qui sont susceptibles d'agir comme acides vis-à-vis des bases et comme bases vis-à-vis des acides.

La théorie de l'ionisation et de la conductibilité électrique des solutions aqueuses d'électrolytes amphotères peut être obtenue par une application rationnelle de la loi de l'action de masse et de la théorie d'Arrhénius. Si l'électrolyte anhydre est représenté par X et la forme hydratée par la formule H. X. OH, les ions en solution seront :

$$\underset{a}{\overset{+}{\mathrm{H}}} \qquad \underset{b}{\overset{-}{\mathrm{OH}}} \qquad \underset{c}{\mathrm{X\overset{-}{O}H}} \qquad \underset{d}{\mathrm{H\overset{+}{X}}}$$

les lettres a, b, c, d représentant les masses actives pour l'équilibre des ions correspondants.

En désignant par u la masse active de la solution totale non ionisée et en considérant l'équilibre des divers couples d'ions positifs et négatifs, on obtient les équations suivantes :

$$a \,.\, b = \mathrm{K}, \qquad a = \sqrt{\frac{\mathrm{K} + k_a u}{1 + \frac{k_b}{\mathrm{K}} u}},$$

$$c = k_a u \,.\, a, \qquad d = \frac{k_a u \,.\, a}{\mathrm{K}},$$

dans lesquelles K représente le produit des masses actives pour l'eau (c'est une valeur bien connue) ; k_a représente la constante de dissociation de l'électrolyte amphotère agissant comme acide et k_b la même constante pour l'électrolyte agissant comme base.

Les valeurs de k_a et k_b peuvent être déduites des mesures du degré de dissociation hydrolytique des sels de l'électrolyte amphotère. Pour les électrolytes faiblement ionisés, u est presque égal à la masse active totale. Il est donc possible de calculer les concentrations des divers ions. De ces concentrations et des vitesses ioniques correspondantes on déduit la conductibilité électrique de la solution.

Le calcul a été fait par l'auteur pour les acides ortho, méta et para-amino-benzoïques. Les résultats du calcul concordent bien avec les valeurs observées.

M.-W. TRAVERS. — Note on the formation of solids at low temperatures, particulary with regard to solid hydrogen (Note sur la formation des solides aux basses températures et particulièrement de l'hydrogène solide). — P. 181-183.

Quand on refroidit lentement un liquide organique comme l'éther acétylacétique jusqu'à la température de l'air liquide, il se transforme en un solide cristallin, la formation des cristaux commençant sur les bords et se propageant rapidement dans toute la masse. Si, par contre, le refroidissement a lieu très rapidement, il se forme une substance vitreuse dure qui est, en réalité, un liquide à grande viscosité, dont les propriétés diffèrent de celles des solides cristallins et qu'on peut appeler un *pseudo-solide.*

L'auteur a recherché ce qui se passe dans la solidification de l'hydrogène. Lorsque ce dernier est soumis à l'ébullition dans le vide, sa température s'abaisse sans qu'il paraisse devenir plus visqueux; à la longue, il se forme à la surface des pellicules d'une substance vitreuse incolore, qui sont brisées par les bulles, puis qui finissent par remplir le vase. Par agitation, on constate que le liquide qui reste ne paraît pas plus visqueux. Finalement, la masse contient une quantité de solide telle qu'elle devient pâteuse, puis homogène. Le solide obtenu s'évapore très rapidement; il a l'apparence de glace partiellement fondue et ne présente pas de cristaux.

L'auteur pense cependant que l'hydrogène solide est une substance cristalline et non un pseudo-solide : la constance de sa pression de fusion semble du moins l'indiquer.

La question de la formation des solides à basse température a une grande importance au point de vue biologique. Il est en effet probable que, si des organismes vivants étaient refroidis à des températures où des changements physiques tels que la cristallisation ont lieu avec une vitesse mesurable, l'effet serait mortel.

R.-J. STRUTT. — A study of the radioactivity of certain minerals and mineral waters (Étude de la radioactivité de certains minéraux et de certaines eaux minérales). — P. 191-197.

La méthode consistait à chauffer la substance à étudier dans un tube de verre, à recueillir l'émanation, puis à déterminer la loi de décroissement de la radioactivité par son action sur l'électroscope à des intervalles déterminés.

Voici les résultats obtenus :

Substance	Perte à l'électroscope pour 100 grammes de substance	Temps en jours nécessaire pour que l'émanation se réduise de moitié
Samarskite....	103.000	3,48
Fergusonite ...	61.000	3,80
Pechblende....	29.000	3,50
Malacone......	7.200	3,81
Monazite	4.000	3,50
—	45	3,81
—	24	3,80
Zircon........	41	4,05

La malacone et la monazite contiennent de l'hélium, mais pratiquement pas de radium. Cet hélium provient du reste peut-être de la désagrégation du radium.

L'auteur a examiné par la même méthode les dépôts d'un certain nombre de sources minérales et les résidus de l'évaporation de l'eau. Les sources de Bath et de Buxton possèdent une activité notable due au radium, dont la présence a d'ailleurs été démontrée par voie chimique.

C. CHREE. — An inquiry into the nature of the relationship between sunspot frequency and terrestrial magnetism (Recherche sur la nature des relations entre la fréquence des taches solaires et le magnétisme terrestre). — P. 198-201.

L'auteur recherche quelles différences peuvent exister entre la connexion des taches solaires dans les jours ordinaires et dans les jours de tranquillité magnétique et quelles différences apparaissent lorsqu'on applique l'équation

$$(1) \qquad R = a + bS$$

à la moyenne des différences entre les lectures quotidiennes les plus élevées et les plus basses, au lieu de l'appliquer à l'étendue de l'inégalité moyenne diurne. Dans la formule (1) R représente une quantité magnétique telle que l'amplitude de l'oscillation de l'aiguille a et b des constantes, et S la fréquence des taches solaires.

Il semble y avoir une tendance générale du rapport $\frac{b}{a}$ à augmenter lorsqu'on passe d'une quantité telle que l'étendue de l'inégalité diurne, qui est relativement indépendante des troubles, à une quan-

tité telle que l'intervalle moyen absolu quotidien, qui dépend beaucoup des perturbations.

Lorsqu'on considère des quantités telles que la moyenne des douze intervalles mensuels ou l'intervalle annuel (maximum et minimum pour l'année), on trouve de grandes différences entre les valeurs observées et les valeurs calculées par la formule (1).

Dans le cas de la déclinaison, la différence moyenne entre les valeurs observées et les valeurs calculées est d'environ 4 0/0 de la valeur moyenne de l'intervalle pendant la période considérée. En général, l'accord est moins bon dans le cas de la composante verticale que dans le cas de la déclinaison, de l'inclinaison ou de la composante horizontale.

J.-W. GIFFORD et W.-A. SHENSTONE. — The optical properties of vitreous silica (Propriétés optiques de la silice vitreuse). — P. 201-208.

La silice vitreuse est appelée à jouer un rôle important dans les recherches d'optique. En effet, sa composition est constante et uniforme ; elle est très transparente pour les radiations ultra-violettes et elle ne présente pas de double réfraction. Les auteurs ont mesuré un certain nombre des constantes optiques de cette substance.

Ils ont d'abord vérifié la parfaite homogénéité de la silice vitreuse en taillant un prisme dans un ensemble de quatre lamelles préparées séparément, superposées et soudées l'une à l'autre.

Le mémoire renferme la courbe d'un doublet de fluorine achromatisée avec de la silice vitreuse et qui montre que la longueur focale de la combinaison est presque indépendante de la longueur d'onde, une table des dispersions partielles et proportionnelles de la fluorine et de la silice vitreuse et une table des indices de réfraction de la silice vitreuse.

Voici quelques nombres empruntés à cette dernière table :

	Longueurs d'onde	Indices
(D)	5893,17	1,4684772
(F)	4861,49	1,463165
(Cd)	3610,66	1,475112
(Cd)	2748,68	1,496131
(AP)	1988,1	1,551990

G.-C. SIMPSON. — Atmospherical radioactivity in high latitudes (Radioactivité atmosphérique aux hautes latitudes). — P. 209-216.

L'auteur a mesuré, par la méthode d'Elster et Geitel [1], la radioactivité atmosphérique dans un village de Laponie (69° 20′ N. et 25° 30′ E.).

Les déterminations ont été faites trois fois par jour sans interruption pendant quatre semaines. Le principal résultat obtenu est la valeur très élevée atteinte par la radioactivité. La valeur moyenne pour un mois (A = 102) est presque six fois plus élevée et la valeur maximum (A = 732) presque sept fois plus élevée que les valeurs correspondantes trouvées dans le centre de l'Allemagne par Elster et Geitel.

Les moyennes des observations faites le matin et l'après-midi sont presque égales, tandis que la moyenne de celles du soir est beaucoup plus élevée.

Il ne paraît pas y avoir de rapport entre la radioactivité et la hauteur du baromètre ou la température. Au contraire, la quantité des nuages a une influence notable (A = 130 en l'absence de nuages et devient égal à 76 pour un ciel complètement couvert).

Il n'y a pas de relation directe entre la radioactivité et la variation du potentiel. — L'aurore boréale ne paraît pas non plus exercer aucune influence sur la radioactivité.

Ces résultats empruntent un intérêt particulier à la position septentrionale du lieu d'observation et contribueront à la connaissance de la distribution géographique de la radioactivité atmosphérique.

J.-A. HARKER. — On the high temperature standards of the national physical Laboratory : an account of a comparison of platinum thermometers and thermo-junctions with the gas thermometer (Sur les étalons de haute température du Laboratoire national de physique ; comparaison des thermomètres à résistance de platine et des couples thermo-électriques avec le thermomètre à gaz). — P. 217-219.

Continuation du travail de M. P. Chappuis et de l'auteur [2] sur la comparaison de l'échelle du thermomètre à gaz avec celle de cer-

(1) *Physik. Zeitschr.*, t. III, p. 305; 1902.
(2) *Philos. Trans.*, A. ; 1900.

tains thermomètres à résistance de platine entre des températures inférieures à 0° et 600° C.

Les résultats de ce travail ont confirmé les expériences de Callendar et Griffiths et ont montré que les indications du thermomètre de platine peuvent être réduites à l'échelle normale au moyen de la formule :

$$d = T - pt = \delta \left[\left(\frac{T}{100} \right)^2 - \frac{T}{100} \right],$$

dans laquelle *pt* indique la température du thermomètre de platine, T la température à l'échelle normale et δ une constante qui, pour le platine pur, est d'environ 1,5.

Les recherches ont été étendues jusqu'à 1000° C. Les divers instruments comparés, après la détermination de leurs constantes, ont été éprouvés ensemble dans des fours électriques au moyen desquels des températures de 100° à 1100° C. pouvaient être maintenues constantes pendant un temps considérable. Le résultat principal de ces mesures est que les différents thermomètres à résistance de platine étudiés s'accordent de très près avec une série de couples thermo-électriques représentant l'échelle de température du « Reichsanstalt », basée sur des mesures prises avec un thermomètre à gaz ayant une cuvette de platine iridié.

Comme ces résultats semblent justifier l'emploi de la formule parabolique de Callendar sur une vaste échelle, les auteurs ont calculé une table permettant d'obtenir directement la valeur de T d'après la valeur de *pt* entre 200° et 1100° C. et pour la valeur $\delta = 1{,}5$.

A. FOWLER. — The spectra of antarian stars in relation to the fluted spectrum of titanium (Spectre des étoiles Antariennes en relation avec le spectre cannelé du titane). — P. 219-225.

L'auteur a étudié le spectre cannelé d'Antarès et principalement le spectre d'α. Herculis et d'o. Ceti.

Il arrive à cette conclusion que ce spectre est surtout un spectre d'absorption et que la substance principale à laquelle il faut attribuer la production des cannelures est le titane ou une combinaison oxygénée de cet élément. La table des longueurs d'onde donnée par l'auteur montre que les détails des cannelures du titane se trouvent reproduits avec une fidélité remarquable dans le spectre des étoiles considérées et particulièrement dans le spectre d'o. Ceti.

W.-A. TILDEN. — The specific heats of metals and the relation of specific heat to atomic weight. Part III (Chaleur spécifiques des métaux et relation entre la chaleur spécifique et le poids atomique, 3e partie). — P. 226-227.

Les recherches de l'auteur et d'autres observateurs ayant montré précédemment que les chaleurs spécifiques des métaux à faible poids atomique (l'aluminium par exemple) augmentent très rapidement avec une élévation de température, le mémoire actuel a pour but de rechercher si les chaleurs atomiques des éléments se conservent, à toute température, dans les composés qu'ils forment. L'auteur a choisi les composés du tellure avec l'étain, l'argent et le nickel, ainsi que deux alliages d'argent et d'aluminium.

Les chaleurs spécifiques moyennes de tous les éléments, à l'exception de l'étain qui fond à 232° C., ont été déterminées entre le point d'ébullition de l'oxygène liquide et 500° C. D'après les chaleurs spécifiques moyennes, on a calculé les chaleurs spécifiques vraies pour des intervalles de 100° de température absolue, et l'on a déduit les chaleurs atomiques des chaleurs spécifiques. Ayant ensuite déterminé les chaleurs spécifiques moyennes des composés formés par l'union des éléments, on a pu calculer les chaleurs moléculaires de ces composés.

On trouve qu'il existe une concordance étroite entre la somme des chaleurs atomiques des éléments présents et la chaleur moléculaire du composé aux diverses températures. L'ordre des différences est montré par l'exemple du tellurure de nickel.

Température absolue	Somme des chaleurs atomiques du tellurure de nickel	Chaleur moléculaire du tellurure de nickel
100°	9,20	8,38
200°	11,08	11,35
300°	12,22	12,41
400°	13,00	12,92
500°	13,49	13,15
600°	13,85	13,28
700°	14,11	13,35

La loi de Neumann est donc à peu près exacte à toute température. Les résultats montrent également que la chaleur spécifique d'un solide est déterminée par la nature des atomes composant les molécules physiques et n'est pas une mesure du travail produit dans l'expansion thermique.

Le mémoire se termine par une discussion de la relation entre la chaleur spécifique et le poids atomique dans des conditions physiques différentes.

N. LOCKYER. — Further researches on the temperature classification of stars (Recherches sur la classification thermique des étoiles). — P. 227-238.

L'auteur poursuit ses recherches sur la classification thermique des étoiles d'après la comparaison de leurs spectres. Quand on compare deux spectres intenses dans la région H_β-H_γ, on trouve que, pour les étoiles les plus froides, les émissions dans le rouge sont prépondérantes, tandis que, pour les étoiles les plus chaudes, l'ultra-violet est plus étendu et plus intense.

L'auteur confirme sa précédente conclusion, à savoir que les étoiles peuvent être divisées en deux séries : l'une à température ascendante, à la base de laquelle se trouvent les étoiles Antariennes ; l'autre à température descendante, à la base de laquelle se trouvent les étoiles Pisciennes. Entre les deux séries se classent les étoiles du type γ. Argus.

F.-E. SMITH. — On the construction of some mercury standards of resistance with a determination of the temperature coefficient of resistance of mercury (Sur la construction de quelques étalons de résistance à mercure et détermination du coefficient de température de résistances de mercure). — — P. 239-243.

L'auteur donne la théorie de la construction des étalons et les résultats des comparaisons effectuées avec plusieurs de ces étalons.

Il a trouvé notamment qu'il existait une différence de 0,00008 ohm entre la résistance de l'ohm international du Laboratoire national de physique et l'ohm considéré comme égal à 10^9 unités C. G. S. Il existe d'autre part une différence de 0,00002 ohm entre l'ohm international du « Reichsanstalt » et l'étalon du Laboratoire national.

Le coefficient de température du mercure dans le verre d'Iéna 16‴ entre 0° et 22° C. est donné par la formule :

$$R_T = R_0 [1 + 0{,}00088018T + 0{,}00000105793T^2] ;$$

celui du mercure dans le verre dur est donné par :

$$R_T = R_0 [1 + 0{,}00088036T + 0{,}00000103094T^2],$$

T étant la température à l'échelle du thermomètre à hydrogène.

J. DEWAR. — On electric resistance thermometry at the temperature of boiling hydrogen (Sur la thermométrie à résistance électrique à la température de l'hydrogène bouillant). — P. 244-251.

Les métaux employés à la construction des thermomètres ont été le platine, l'or, l'argent, le cuivre, le palladium, le fer, le nickel, et deux alliages : le platine rhodié et le maillechort.

Il semble résulter des recherches de M. Dewar :

1° Que la résistance d'un métal pur diminue continuellement avec la température et, dans chaque cas, paraît s'approcher d'une valeur asymptotique définie, au-dessous de laquelle aucun abaissement nouveau de température ne semble la réduire ;

2° Que la relation parabolique entre la température et la résistance ne se vérifie plus aux températures très basses.

J. DEWAR. — Physical constants at low temperatures. The densities of solid oxygen, nitrogen, hydrogen, etc. (Constantes physiques aux basses températures. Densités de l'oxygène, de l'azote et de l'hydrogène solides, etc.). — P. 251-261.

Les densités de l'oxygène et de l'azote solides prises au point d'ébullition de l'hydrogène sont respectivement 1,4256 et 1,0265.

La densité de l'hydrogène solide entre 13 et 14° absolus est 0,0763.

Les données expérimentales ont permis de déduire dans chaque cas le diamètre rectiligne de M. Mathias et de calculer, d'après ce dernier, la densité critique et le volume moléculaire au zéro absolu.

Le volume moléculaire de l'oxygène est 21,21, celui de l'azote 25,49, celui de l'hydrogène 24,18.

Ces données permettent de calculer que, si l'hydrogène et l'oxygène solides pouvaient se combiner pour donner de l'eau solide, la réaction au zéro absolu serait accompagnée d'une contraction de 45 0/0.

Le mémoire se termine par une discussion sur les constantes critiques de l'hydrogène.

G.-J. BURCH. — Some uses of cylindrical lens systems, including rotation of images (Quelques usages des systèmes de lentilles cylindriques, comprenant la rotation des images). — P. 281-286.

En plaçant une lentille cylindrique d'axe vertical à une distance u d'un objet et une deuxième lentille d'égale puissance et d'axe horizontal à une distance v d'un écran, elles produisent sur cet écran une image de l'objet agrandie $\frac{v}{u}$ fois dans le sens vertical et $\frac{u}{v}$ fois dans le sens horizontal.

Ce dispositif peut être employé pour comparer, par la photographie, des courbes obtenues à différentes échelles, ou pour augmenter ou diminuer les ordonnées d'une courbe.

L'auteur examine également les applications de combinaisons telles que deux lentilles cylindriques égales placées avec leurs axes parallèles à une distance telle que leurs foyers principaux coïncident, ou bien deux lentilles cylindriques à axes parallèles dont la distance est plus grande que les sommes de leurs longueurs focales.

Dans le premier cas, par exemple, si l'on fait tourner l'objet, l'image tourne avec la même vitesse angulaire ; mais en sens contraire, et en faisant tourner le tube qui contient les lentilles, l'image tourne dans la même direction avec une vitesse angulaire deux fois plus grande.

Il est à remarquer que la rotation du tube, tout en entraînant la rotation de l'image, est absolument sans effet sur la polarisation des rayons.

A. GRAY et A. WOOD. — On the effect of a magnetic field on the rate of subsidience of torsional oscillations in wires of nickel and iron, and the changes produced by drawing and annealing (Sur l'effet d'un champ magnétique sur le degré d'amortissement des oscillations de torsion dans des fils de nickel et de fer ; variations produites par l'étirage et le recuit). — P. 286-291.

Continuation d'un travail antérieur [1].

L'effet d'un champ magnétique sur la viscosité interne d'un fil de nickel dépend beaucoup de la dureté du métal.

---

[1] *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXX, p. 294 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 858 ; 1903.

Pour un fil de fer, l'étirage et le recuit répétés produisent une sensibilité plus grande à l'action du champ magnétique.

Un effort permanent a, dans le nickel, pratiquement le même effet que le recuit; il augmente l'action du champ sur le degré d'amortissement des oscillations de torsion.

Les auteurs essayent d'interpréter leurs résultats par des modifications dans les groupements des molécules magnétiques.

J.-Y. BUCHANAN. — On the compressibility of solids (Sur la compressibilité des solides). — P. 296-310.

Les expériences ont été effectuées par la même méthode et avec le même appareil qui ont servi dans l'étude de la compressibilité du verre ([1]). Les compressibilités linéaires absolues ont été déterminées directement à des pressions comprises entre 200 et 300 atmosphères, à des températures comprises entre 7° et 11° C.

Le tableau suivant résume les résultats :

	Poids atomique	Densité	Compressibilité	
			Linéaire	Cubique
Platine...........	194	21,5	0,1835	0,5504
Or...............	197	19,3	0,260	0,780
Cuivre............	63	8,9	0,288	0,864
Aluminium.......	27	2,6	0,558	0,1674
Magnésium.......	24	1,75	1,054	3,162
Mercure..........	200	13,6	1,33	3,99
Flint-glass........			0,973	2,92
—		2,968	1,02	3,06
Verre allemand...		2,494	0,846	2,54

Dans le cas des cinq premiers métaux employés sous forme de fils, la compressibilité augmente quand la densité et le poids atomique diminuent; cependant il n'y a aucune raison de supposer que la compressibilité est une fonction continue du poids atomique, comme la chaleur spécifique.

F. HORTON. — The effects of changes of temperature on the modulus of torsional rigidity of metal wires (Effets des changements de température sur le module de rigidité de torsion des fils métalliques). — P. 334-336.

Les métaux étudiés sont le cuivre, le fer, le platine, l'or, l'argent,

([1]) *Roy. Soc. Edinb. Trans.*, t. XXXIX, p. 589.

l'aluminium, l'étain, le plomb et le cadmium, tous chimiquement purs, ainsi que des échantillons de cuivre commercial et des fils d'acier pour piano. La méthode employée est une méthode dynamique ; les oscillations de torsions étaient observées par une méthode de coïncidence susceptible d'une grande précision.

Voici les principaux résultats :

1° Pour toutes les substances examinées, à l'exception du cuivre pur et de l'acier, le module de rigidité, à une température déterminée, n'est pas constant, mais augmente avec le temps;

2° La diminution du module de rigidité par degré d'élévation de température entre 10 et 100° C. est constante pour le cuivre pur et l'acier; mais elle ne l'est pas pour les autres substances ;

3° En général, l'effet du chauffage à haute température est d'augmenter la valeur du module de rigidité pour les températures plus basses ;

4° La viscosité interne de tous les métaux examinés, à l'exception du fer doux et de l'acier, augmente avec la température. La viscosité interne du fer doux décroît rapidement quand la température augmente et atteint une valeur minimum à 100° environ ;

5° Des échauffements répétés et une oscillation continue de faible amplitude font décroître le frottement interne;

6° Le frottement interne et la période de vibration de torsion augmentent tous deux avec l'amplitude de l'oscillation ;

7° Une vibration de grande amplitude altère considérablement à la fois le décrément logarithmique et la période d'oscillation pour de plus faibles amplitudes ;

8° La viscosité interne d'un fil bien recuit, suspendu et abandonné à lui-même, décroît graduellement.

P.-E. SHAW. — The sparking distance between electrically charged surfaces. Preliminary note (Distance explosive entre surfaces chargées électriquement. Note préliminaire). — P. 337-342.

Les recherches de M. Earhart [1], entreprises avec des voltages compris entre 1000 et 38, ont montré que les distances explosives correspondantes étaient comprises entre 100 μ et $\frac{\mu}{4}$.

[1] *Phil. Mag.*, t. 1; 1901.

Dans le mémoire actuel, M. Shaw a opéré avec des voltages compris entre 150 et 0,2 volts ; les distances explosives ont varié entre 1 μ et $\frac{1}{2}$ $\mu\mu$.

L'appareil employé pour ces mesures est un micromètre électrique très sensible basé sur le principe de la touche électrique.

Il a trouvé que le rapport entre le voltage et la distance explosive est linéaire et part de l'origine des coordonnées.

Un cas intéressant est celui où la différence de voltage entre les surfaces est de 1 volt. La distance explosive dans ce cas est d'environ $\frac{1}{100}$ de μ.

L'auteur se propose de continuer ses recherches en faisant varier les conditions.

W. RAMSAY et F. SODDY. — Further experiments on the production of helium from radium (Continuation des expériences sur la production d'hélium par le radium). — P. 346-358.

Les auteurs se sont proposé de chercher le volume de l'émanation produite en un temps donné par un poids connu de bromure de radium et la quantité d'hélium résultant du changement spontané de l'émanation.

Le présent mémoire contient la description des appareils employés, la méthode des expériences et la relation quantitative entre le radium et les produits auxquels il donne naissance.

Si l'on suppose que l'émanation résulte de la désagrégation d'une fraction déterminée de radium par seconde, cette fraction peut être calculée, connaissant le volume de l'émanation et la durée de l'accumulation. L'émanation s'accumule en effet jusqu'à ce que la vitesse de production soit équilibrée par la vitesse de disparition, et alors la quantité d'émanation reste constante. Les expériences réalisées par les auteurs montrent que 1 gramme de radium produit par seconde $2,85 \times 10^{-6}$ millimètres cubes d'émanation.

La proportion de radium changée en émanation par seconde est $2,85 \times 10^{-11}$. La vie moyenne de l'atome de radium est $\frac{1}{2,85 \times 10^{-11}}$ secondes $=$ 1150 années.

D'après les mesures effectuées par M. Curie, les auteurs déduisent

que 1 centimètre cube d'émanation émet $7,4 \times 10^6$ calories pendant sa transformation complète. 1 gramme de radium émet de même, pendant sa transformation complète, 10^9 calories.

Les conclusions finales du mémoire sont les suivantes :

1° Une seule particule α est projetée par l'atome de radium à chaque désagrégation ;

2° La plus grande partie de l'énergie de désagrégation apparaît sous forme d'énergie cinétique de la radiation α ;

3° L'émanation est un gaz monoatomique.

A.-B. GREEN. — A note on the action of radium on microorganisms. (Note sur l'action du radium sur les microorganismes). — P. 375-381.

Note intéressante au point de vue bactériologique.

S. BIDWELL. — On the changes of thermoelectric power produced by magnetisation and their relation to magnetic strains (Sur les changements du pouvoir thermo électrique par l'aimantation et leur relation avec les déformations magnétiques). — P. 413-434.

C'est un fait bien connu que l'aimantation produit généralement un changement à la fois dans les propriétés thermo électriques d'un métal magnétique et dans ses dimensions linéaires.

L'auteur donne une bibliographie très complète de la question et étudie très soigneusement la relation entre le pouvoir thermoélectrique et les variations de dimensions du fer et du nickel. Les résultats, représentés par de nombreuses courbes, seraient difficiles à résumer.

COMTE DE BERKELEY. — Experimental determinations for satured solutions (Déterminations expérimentales pour des solutions saturées). — P. 435-436.

Détermination expérimentale des constantes physiques des solutions saturées (et probablement peu dissociées) en vue d'une tentative d'application des équations de la loi des gaz.

Comte de BERKELEY et E.-G.-J. HARTLEY. — A method of measuring directly high osmotic pressures (Méthode de mesure directe des fortes pressions osmotiques). — P. 436-443.

Un cylindre de porcelaine poreuse, verni seulement aux extrémités, est recouvert sur sa face extérieure d'une membrane semi-perméable de ferrocyanure de cuivre. Il est rempli d'eau et réuni à un tube de verre capillaire. Ce cylindre est placé à l'intérieur d'un deuxième cylindre d'acier, qui contient également la solution, et une pression est exercée sur cette solution au moyen d'un piston plongeur. Aussi longtemps que cette pression est inférieure à la pression osmotique de la solution, l'eau du cylindre intérieur passe à travers la membrane dans la solution et, par conséquent, le niveau de l'eau dans le tube capillaire s'abaisse. Quand la pression exercée sur la solution est égale à la pression osmotique, le niveau de l'eau reste constant dans le tube capillaire et une augmentation de la pression fera monter le niveau de l'eau. Il est donc possible de déterminer la pression osmotique.

Les auteurs donnent les résultats d'expériences effectuées avec du sucre de canne dissous jusqu'à une solution correspondant à une pression osmotique de 45 atmosphères.

Quant à la formation de la membrane semi-perméable, ils l'obtiennent en partie par la méthode de Pfeffer, en partie par la méthode électrolytique de Morse et Horn [1]. Ils ont pu obtenir des membranes résistant à 120 atmosphères.

Mc INTOSH et B.-D. STEELE. — On the liquefied hydrides of phosphorus, sulphur, and the halogens, as conducting solvents. Parts I and II (Sur les hydrures liquéfiés de phosphore, de soufre et des halogènes comme dissolvants conducteurs). — P. 450-455.

Des expériences préliminaires ayant montré que ces hydrures, à l'exception du phosphure d'hydrogène, avaient la propriété de conduire le courant quand on y dissout certaines substances, les auteurs, avant de procéder à une étude systématique de la conductibilité de ces solutions, ont déterminé un certain nombre des constantes physiques de ces hydrures liquéfiés. Ils ont étudié notamment les tensions de vapeur, les densités, l'énergie superficielle moléculaire,

(1) *Americ. Chem. Journal*, t. XXVI, p. 80.

la viscosité et son coefficient de température, les solubilités et conductibilités.

W. RAMSAY et N. COLLIE. — The spectrum of the radium emanation (Le spectre de l'émanation du radium). — P. 470-476.

Les auteurs décrivent en détail le mode opératoire : ils donnent les valeurs suivantes pour les longueurs d'onde des raies du spectre de l'émanation :

Longueurs d'onde	Remarques
6350	A peine visible.
6307	Faible. Disparaît rapidement.
5975	—
5955	—
5890	Faible.
5854	—
5805	Forte. Persistante.
5725	Assez forte. Persistante.
5595	Très forte. Persistante.
5580	Faible.
5430	—
5393	—
5105	Très forte. Persistante.
4985	—
4966	Forte. Disparaît après quelque temps.
4690	Faible. Disparaît rapidement.
4650 }	Faible. (Ces raies n'ont été enregistrées
4630 }	que dans une seule expérience.)

Ils concluent que l'*émanation du radium* est un élément, et ils proposent de l'appeler *exradio*.

H.-A. WILSON. — On the electric effect of rotating a dielectric in a magnetic field (Sur l'effet électrique de la rotation d'un diélectrique dans un champ magnétique). — P. 490-492.

Les résultats des expériences effectuées par l'auteur sont les suivants :

1° Un déplacement électrique radial est produit dans un diélectrique comme l'ébonite quand il est mis en rotation dans un champ magnétique parallèle à l'axe de révolution ;

2° La direction du déplacement est la même que celle qui est produite dans un conducteur;

3° Le déplacement est proportionnel au champ magnétique et à la vitesse de révolution ;

4° La valeur du déplacement s'accorde avec celle qui est calculée en supposant que la force électromotrice induite dans le diélectrique est égale à celle qui est induite dans un conducteur multipliée par $1 - K^{-1}$.

Les résultats s'accordent donc complètement avec les théories de Lorentz et de Larmor et peuvent être regardés comme une confirmation de ces théories.

E. RUTHERFORD. — The succession of changes in radioactive bodies (La succession des changements dans les corps radioactifs). — P. 493-496.

Dans ce mémoire, l'auteur donne les courbes de décroissance de l'activité induite par le radium et le thorium, à la fois pour des expositions courtes et longues aux émanations. Il montre que la loi de variation de l'activité avec le temps peut être complètement expliquée en supposant que l'émanation X du thorium et du radium est complexe et subit une série de variations successives.

L'auteur donne la théorie mathématique de ces changements successifs et compare les courbes théoriques et expérimentales obtenues pour la variation de l'activité induite en fonction du temps. Dans le cas du thorium, deux changements se produisent dans l'émanation X. Le premier a lieu *sans rayonnement*, c'est-à-dire que la transformation n'est pas accompagnée de rayons α, β ou γ ; le second donne naissance à ces trois sortes de rayons.

La diminution de l'activité de l'émanation X du radium dépend beaucoup du fait que l'on emploie les rayons α ou β pour les mesures. Les courbes obtenues avec les rayons α sont presque identiques à celles que donnent les rayons γ, ce qui montre que ces deux sortes de rayons apparaissent toujours ensemble et dans la même proportion. Les courbes compliquées de décroissance obtenues avec les divers types de rayons et pour diverses durées d'exposition s'expliquent complètement par l'hypothèse qu'il y a trois changements successifs rapides dans la matière déposée par l'émanation :

1° Un changement rapide donnant seulement naissance à des rayons α, et dans lequel la moitié de la matière est transformée en trois minutes environ ;

2° Un changement *sans rayonnement*, dans lequel la moitié de la matière est transformée en vingt et une minutes ;

3° Un changement donnant naissance à la fois à des rayons α, β, γ et dans lequel la moitié de la matière est transformée en vingt-huit minutes.

Quand ces trois changements ont eu lieu dans l'émanation X, il reste une substance qui ne perd son activité que très lentement. Cette matière active, dissoute dans un acide, émet des rayons α et β, ces derniers en beaucoup plus grande quantité ; elle est complexe, car la partie qui émet les rayons α peut être précipitée en plaçant une plaque de bismuth dans la solution. La matière déposée sur le bismuth ressemble beaucoup au constituant actif du radio-tellure de Mackwald.

S. ARRHÉNIUS. — On the electric equilibrium of the Sun (Sur l'équilibre électrique du Soleil). — P. 496-499.

On admet généralement que les fines gouttelettes qui se forment par condensation dans l'atmosphère solaire sont en grande majorité chargées négativement. Repoussées par la pression de la radiation, elles vont charger d'électricité négative l'atmosphère des autres corps célestes. Si le Soleil n'émettait que des particules chargées négativement, il prendrait rapidement une charge positive énorme. Mais, en raison même de cette charge, il influe sur la trajectoire des particules négatives qu'il émet et finit par en capter un grand nombre. Il attire de la même façon les particules cosmiques émises par d'autres mondes. Il y a donc une compensation entre les gains et les pertes et réalisation d'un équilibre électrique.

R. PAILLOT.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;

T. XVIII ; juillet-décembre 1904.

I. — Travaux sur la radioactivité.

H.-A. BUMSTEAD. — Atmospheric radioactivity (Radioactivité atmosphérique). — P. 1-11.

D'après Elster et Geitel ([1]), la radioactivité induite acquise par un fil métallique chargé négativement, exposé à l'air au-dessus du sol, décroît suivant la même loi que la radioactivité induite due au radium (radioactivité réduite à $\frac{1}{2}$ de sa valeur en 28 minutes), ce qui permettrait d'attribuer cette activité induite à l'émanation du radium contenu dans le sol. Toutefois E. Rutherford et S.-J. Allen ([2]), puis S.-J. Allen ([3]) ont trouvé une loi de décroissance différente, non régulièrement exponentielle, et une durée différente (45 minutes) pour la réduction à $\frac{1}{2}$.

L'auteur a repris cette mesure par la méthode électrométrique ordinaire en mesurant la vitesse de décharge d'un condensateur cylindrique. Les résultats sont bien représentés en les attribuant à deux activités induites superposées, celle du radium pour la majeure partie et celle du thorium (durée de réduction à $\frac{1}{2}$ de sa valeur : 11 heures), cette dernière dans la proportion de 3 à 5 0/0 pour une durée d'exposition de 3 heures, mais plus forte, 15 0/0, si la durée d'exposition atteint 12 heures. Peut-être faudrait-il superposer à ces deux activités induites une faible quantité d'une troisième à décroissance rapide ; ce serait celle de l'actinium, d'après la durée de réduction à $\frac{1}{2}$ indiquée récemment par Debierne (40 minutes) ([4]).

La radioactivité de la pluie et de la neige, découverte par C.-T.-R.

([1]) *Phys. Zeitschr.*, t. V, p. 11 ; 1904 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 546 ; 1904.

([2]) *Phil. Mag.*, 6e série, t. IV, p. 704-724 ; 1902 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 225 ; 1902.

([3]) *Phil. Mag.*, 6e série, t. VII, p. 140-151 ; 1904 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 950 ; 1903.

([4]) *C. R.*, t. CXXXVIII, p. 411 ; 1904.

Wilson, serait due à l'émanation du radium seule, celle du thorium ne pouvant atteindre les hauteurs de l'atmosphère où se forment les gouttes, au moins en quantités appréciables, par suite de sa rapide destruction (l'intensité de l'émanation du radium diminue de moitié en 4 jours, celle du thorium en $1^m 10^s$).

C. BASKERVILLE et G.-F. KUNZ. — Kunzite and its unique properties (Propriétés exceptionnelles de la kunzite). — P. 25-29.

R.-O.-E. DAVIS. — Analysis of kunzite (Analyse de la kunzite). — P. 29.

Cette variété nouvelle de spodumène de couleur lilas, déjà étudiée par les auteurs [1], présente de magnifiques phosphorescences absolument uniques par leur intensité et que ne possède aucune des variétés déjà connues de ce minéral. La chaleur (thermo-luminescence), les décharges oscillantes, les rayons ultra-violets, et surtout les rayons de Röntgen et les rayons de substances radioactives ($BaBr^2$ très radifère), provoquent ces luminescences persistantes, capables d'impressionner des plaques après disparition de la cause excitatrice. Le mélange de kunzite pulvérisée et de $BaCl^2$ très peu radifère et non lumineux devient lumineux indéfiniment. La condensation de l'émanation du radium, effectuée à l'aide de l'air liquide, sur les cristaux mêmes de kunzite, ne provoque aucune phosphorescence.

Il semble que la kunzite n'est rendue phosphorescente que par les rayons γ du radium, c'est-à-dire par les rayons non déviables.

L'analyse chimique montre que c'est essentiellement un silicate d'alumine et de lithine, contenant des traces de Ni, Mn, Zn, Ca, K et Na; mais aucune trace des métaux des terres rares ni des éléments radioactifs connus ne s'est révélée au spectroscope.

B.-B. BOLTWOOD. — Ratio of radium to uranium in some minerals (Rapport entre les quantités de radium et d'uranium contenues dans quelques minéraux). — P. 97-103.

J.-J. Thomson et E. Rutherford admettent comme probable que le radium, qui accompagne l'uranium dans ses minéraux, doive son origine à une dislocation de l'atome d'uranium. Si tel est le cas, un état final d'équilibre a dû s'établir entre ces deux éléments.

(1) *Amer. Journ. of Sc.*, t. XVII, p. 79; 1904; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 823.

L'auteur les trouve en effet en proportion identique dans six minéraux (pechblende, gommite, uranophane, samarskite et carnotite).

La richesse en radium est mesurée en dissolvant un poids déterminé du minerai à l'aide d'acides convenables, et en laissant la solution, pendant plusieurs jours, au contact de l'air d'une cavité close. L'émanation dégagée est ensuite transvasée dans un électroscope clos hermétiquement, du genre imaginé par C.-T.-R. Wilson.

La richesse en uranium est déterminée par l'analyse chimique sur les solutions acides elles-mêmes, d'où l'on a extrait l'émanation du radium.

B.-B. BOLTWOOD. — Radioactivity of natural waters (Radioactivité des eaux naturelles). — P. 378-387.

Depuis un an environ, l'existence de gaz radioactifs dissous, identiques par leurs propriétés à l'émanation du radium, a été signalée dans les eaux naturelles par différents observateurs (1).

Dans certains cas (2), l'existence de sels de radium a été constatée dans les dépôts dus à ces eaux naturelles (eaux thermales de Bath et de Baden-Baden).

L'auteur décrit la méthode qu'il emploie pour extraire le gaz radioactif par ébullition et l'introduire, sans perte, dans l'électroscope hermétique. Il mesure la vitesse de déperdition, trois heures après l'ébullition. Grâce à ce délai, les émanations du thorium et de l'actinium sont éliminées. Comme étalon de radioactivité, P. Curie et Laborde emploient la quantité d'émanation dégagée par 1 milligramme de $RaBr^2$ pur en 1 seconde. L'auteur, ne disposant pas de radium pur, a pris, comme terme de comparaison, la quantité d'émanation du radium mise en liberté quand on dissout un poids déterminé de pechblende (contenant 82 0/0 d'uranium) dans l'eau régale.

(1) J.-J. Thomson, *Proc. of the Camb. Phil. Soc.*, t. XII, p. 172; 1903; — E.-P. Adams, *Phil. Mag.*, t. VIII, p. 563; 1903; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 391; — H.-A. Bumstead et L.-P. Wheeler, *Amer. Journ. of Sc.*, t. XVI, p. 328; 1903; et t. XVII, p. 97; 1904; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 333, et ce vol., ci-dessus; — H.-S. Allen et Lord Blythswood, *Nature*, t. LXVIII, p. 343; 1903; et t. LXIX, p. 247; 1904; — F. Himstedt, *Ann. der Phys.*, t. XIII, p. 573; 1904; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, pp. 553 et 716; — P. Curie et Laborde, *C. R.*, t. CXXXVIII, p. 1150; 1904; — H. Mache, *Phys. Zeitsch.*, t. V, p. 441; 1904.

(2) R.-J. Strutt, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXIII, p. 191; 1904; — G. Elster et H. Geitel, *Phys. Zeitsch.*, t. V, p. 321; 1904.

La radioactivité décroissant conformément à la loi exponentielle $I = I_0 e^{-at}$, on peut calculer I_0 en mesurant I, a étant admis.

S'il y a des sels de radium dissous dans l'eau, on doit s'en apercevoir en la faisant bouillir une seconde fois après quinze jours de repos dans un flacon scellé.

Les eaux étudiées [eau de New-Haven (Conn.) et de diverses sources des États-Unis] ne contenaient que de l'émanation du radium et pas de sels radioactifs dissous. Les constantes de temps relatives à l'émanation et à l'activité induite qu'elle produit sont identiques aux valeurs précédemment trouvées.

L'eau pure froide ou même chaude, au contact de minéraux d'uranium pulvérisés, dissout extrêmement peu de sels de radium, mais se charge d'émanation. L'auteur pense que les eaux naturelles en question ont pu se charger d'émanation en rencontrant dans leur trajet souterrain des minéraux d'uranium. Quant à la dissolution de sels de radium signalée exceptionnellement pour les eaux thermales de Bath et de Baden-Baden, elle serait due à la haute température et à la pression de ces eaux, peut-être aussi à la présence de composés chimiques dissous. Ces eaux gardent d'ailleurs difficilement leur radium en solution et le déposent en atteignant le sol.

II. — Travaux divers.

H.-A. PERKINS. — Comparison of two ways of using the galvanometer (Comparaison entre deux modes d'emploi du galvanomètre). — P. 53-55.

Calculs comparés de la sensibilité du pont de Wheatstone et du simple montage en série d'un galvanomètre et de la résistance à mesurer.

H.-E. MEDWAY. — Further work with the rotating cathode (Nouvelles recherches sur la cathode tournante). — P. 56-58. — Material and shape of the rotating cathode (Matière et forme de la cathode tournante). — P. 180-182.

Nouveaux exemples [1] d'analyses quantitatives d'électrolytes effectuées en pesant les métaux déposés sur une cathode en platine animée d'un mouvement rapide de rotation. On peut remplacer, sans

(1) V. *Amer. Journ. of Sc.*, t. XV, p. 323 ; 1903 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 169.

perte de précision, le creuset de platine par un creuset d'argent. La forme en disque est moins commode.

H.-L. BRONSON. — Transverse vibrations of helical springs (Vibrations transversales de ressorts en hélice). — P. 59-72.

Il résulte des lois élémentaires des vibrations transversales des cordes, et de la loi de Hooke, ce fait connu que le nombre de vibrations transversales d'une corde de caoutchouc peut, dans certaines conditions, varier extrêmement peu, la tension et, par suite, la longueur variant considérablement.

L'auteur a étudié expérimentalement la relation entre la fréquence (enregistrée graphiquement) et la tension, et, d'autre part, entre la longueur et la tension, pour une série de ressorts formés par des fils métalliques enroulés en hélice. Les données expérimentales s'accordent avec les formules élémentaires, aussi bien pour les faibles tensions, qui satisfont à la loi de Hooke, que lorsque la limite d'élasticité est dépassée.

Avec un ressort dont les spires ne se séparaient qu'en appliquant une tension positive finie, on a pu réaliser la constance de la fréquence à $\frac{1}{160}$ près, la longueur variant de 15 à 32 centimètres et la loi de Hooke s'appliquant rigoureusement dans cet intervalle.

A.-B. PLOWMAN. — Electrotropism of roots (électrotropisme des racines). P. 145-146 et 228-236.

L'arrêt du développement des cellules tournées vers l'anode, qui produit l'électrotropisme positif des racines de plantules se développant dans un électrolyte parcouru par un courant, est dû aux charges positives, car il est le même quelle que soit la nature chimique de l'anion destructeur.

H.-A. PERKINS. — Velocity of propagation of magnetism (Vitesse de propagation du magnétisme). — P. 165-174.

Le retard à l'établissement du flux magnétique dans un noyau de fer doux ou d'acier à différentes distances de la bobine inductrice, regardé comme dû aux courants de Foucault, est étudié par une

méthode analogue à celle déjà employée par Oberbeck [1] ; on détermine par une méthode électrométrique (Oberbeck employait un électrodynamomètre) la différence de phase entre le courant alternatif parcourant la bobine inductrice et le courant induit dans une bobine qui, glissant sur le noyau, peut être placée à différentes distances de la première. Les résultats sont conformes à la théorie que J. Zenneck [2] a donnée de ce phénomène, dont les applications relatives à la théorie des dynamos peuvent présenter une certaine importance pratique.

Les relations établies par Zenneck [3] permettent de déduire la vitesse de propagation des trois quantités suivantes :

1° Le décrément logarithmique du flux magnétique décroissant par suite de la propagation ;

2° L'analogue C_m de la capacité électrique définie par l'équation

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial x} = C_m V_m,$$

V_m étant le potentiel magnétique et le premier membre représentant le nombre de lignes de force perdues par unité de longueur ;

3° La réluctance par unité de longueur de la barre.

Les valeurs calculées et observées concordent bien.

C.-C. HUTCHINS et J.-C. PEARSON. — Air Radiation (rayonnement de l'air). P. 277-286.

La mesure de la chaleur rayonnée par une colonne d'air chaud, de température et de profondeur connues, est effectuée à l'aide d'un radiomicromètre de Boys, perfectionné par C.-C. Hutchins [4], en la comparant à celle que rayonne une surface couverte de noir de fumée, à température ordinaire (+ 4°). Le chauffage de la colonne d'air est obtenu par un procédé électrique et la correction due à son refroidissement latéral est déterminée avec soin. Des expériences précises montrent que l'absorption par l'air du rayonnement du noir

---

(1) *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 73 ; 1884.

(2) *Ann. der Phys.*, t. X, p. 845 ; 1903 ; et t. XI, p. 867 ; 1903 (Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 595 et 838 ; 1903).

(3) Voir *J. de Phys.*, *loc. cit.*

(4) Voir *Amer. Journ. of Sc.*, t. XV, p. 249 ; 1903 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 168 ; 1904.

de fumée est négligeable dans les conditions où sont effectuées les expériences.

Au contraire, l'absorption par l'air de son propre rayonnement doit être soigneusement mesurée. Cette loi d'absorption présente un caractère tout particulier : $\frac{60}{100}$ sont progressivement absorbés suivant la loi ordinaire, quand l'épaisseur croît jusqu'à environ 240 centimètres : au delà (les mesures vont jusqu'à 500^{cm}) l'absorption est nulle, et les $\frac{40}{100}$ restants transmis intégralement. L'auteur émet l'hypothèse suivante : la vapeur d'eau, contenue dans l'air en proportion considérable, rayonne comme un corps noir, et la partie absorbable serait le rayonnement propre de l'air sec.

Une formule empirique à trois termes :

$$D = At + Bt^2 + Ct^3,$$

représente la variation du rayonnement avec l'excès de température. Le rayonnement par degré d'excès est 2,72 fois plus grand à 100° qu'à 1°.

La quantité de chaleur rayonnée par centimètre carré et par seconde, pour une épaisseur de 1 centimètre de la couche d'air, et pour un excès de température de 1°, est :

$$0^{cal},0000002614 \text{ à } + 1^\circ$$

et

$$0^{cal},000000717 \text{ à } + 100^\circ.$$

La moyenne des valeurs trouvées par F.-W. Very [1] était :

$$0^{cal},00000036 \text{ à } + 100^\circ,$$

soit 2 fois plus faible.

JOHN TROWBRIDGE. — Spectra of gases at high temperatures (Spectres des gaz aux températures élevées). — P. 420-426.

L'extraordinaire et presque décourageante complexité des résultats obtenus dans l'étude des spectres des gaz semble avoir inspiré à l'auteur un scepticisme extrême en ce qui concerne l'interprétation classique des spectres stellaires et même celle des expériences de

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 240; 1902.

laboratoire, comme l'apparition progressive du spectre de l'hélium par désintégration de l'émanation du radium, observée par Ramsay et Soddy. Ces doutes paraissent d'autant plus intéressants à noter que l'auteur a fourni d'importantes contributions à l'analyse spectrale [1].

Cet article n'est d'ailleurs pas un exposé systématique et complet des nombreuses complications dues à l'ionisation du gaz, à sa dissociation, à la combinaison de ses éléments avec les substances provenant de la paroi de verre ou de quartz du tube employé, etc.

L'auteur emploie, pour produire la décharge à température très élevée dans la partie capillaire du tube de Geissler, dans des conditions bien définies, la décharge d'un condensateur chargé périodiquement par une batterie de 20000 accumulateurs, à laquelle il est relié par l'intermédiaire d'une résistance liquide énorme. A ces hautes températures (1800°), le spectre du gaz dans la partie capillaire est toujours continu, sillonné de bandes et de lignes brillantes dues à la silice (pour tous les verres), au bore (verre d'Iéna), aux métaux des électrodes, aux impuretés, etc., l'un de ces spectres pouvant d'ailleurs être masqué par un autre, suivant les circonstances.

A énergie égale de la décharge, le caractère du spectre obtenu ne dépend pas de la f. é. m., comme l'ont montré des expériences effectuées avec des voltages atteignant 3000000 (courants de Tesla).

L'élargissement des raies métalliques, qui a lieu généralement du côté rouge du spectre, est attribué à l'oxydation, dans tous les cas, même avec des tubes de quartz remplis d'hydrogène sec, l'oxygène provient de la vapeur d'eau toujours présente. Diverses expériences permettent de constater directement cette oxydation.

L'expérience suivante semble trancher en faveur de l'affirmative la question du renversement possible des lignes des *gaz* dans les tubes de Geissler, et confirmer l'opinion de E. Pringsheim [2], contraire à celle de M. Cantor [3], à ce sujet : Un même tube de Geissler, présentant quatre électrodes, est traversé deux fois par la même décharge : la première décharge a lieu à l'intérieur d'un étrangle-

---

(1) Voir notamment parmi les dernières : *Phil. Mag.*, t. V, p. 153 ; 1903 ; — et *Phil. Mag.*, t. VII, p. 524 ; 1904 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 256, 1902 ; t. III, p. 264 1903 ; t. III, p. 74, 1904.

(2) *Ann. der Phys.*, t. V ; 1900 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 549. — Voir aussi *Rapport au Cong. de Phys. de* 1900, t. II, p. 100.

(3) *Ann. der Phys.*, t. III, p. 402 ; 1900 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 451, 1900.

ment capillaire, long, et donne une lueur blanche, illuminant le tube capillaire dans toute sa longueur, constituée par un spectre continu; la seconde a lieu entre deux électrodes filiformes très rapprochées; la lueur correspondante, située sur le prolongement de l'axe du tube capillaire, donne les raies brillantes de l'hydrogène, fines. En observant le spectre de la colonne blanche dans le sens de la longueur à travers la deuxième lueur, la raie C paraît renversée.

H. BÉNARD.

REVUE DES TRAVAUX ITALIENS;

1er semestre 1903 (*fin*).

P. CARNAZZI. — **Influenza della pressione e della temperatura sul coefficiente di compressibilità del mercurio (Influence de la pression et de la température sur le coefficient de compressibilité du mercure).** — *Il Nuovo Cimento*, t. V, p. 180; mars 1903.

L'auteur a étudié par la méthode dilatométrique la variation du coefficient de compressibilité du mercure jusqu'à 3000 atmosphères et 200°.

Il résulte de cette étude que la compressibilité du mercure est assujettie aux mêmes lois que les autres liquides. Le coefficient de compressibilité augmente avec la température et diminue avec la pression. Cette dernière diminution est trop faible pour que l'on puisse déterminer la loi suivant laquelle elle varie avec la température.

Le coefficient moyen de dilatation diminue quand la pression augmente.

Coefficient moyen de dilatation α à partir de 22°,8 × 10⁷

Pression en atmosphères	52°,8	84°,8	110°	150°,3	191°,8
1	1.809	1.811	1.817	1.827	1.830
500	1.796	1.804	1.801	1.806	1.807
1.000	1.769	1.788	1.785	1.781	1.782
1.500	1.739	1.774	1.769	1.753	1.758
2.000	1.692	1.754	1.752	1.723	1.732
2.500	1.638	1.731	1.736	1.688	1.709
3.000	1.574	1.708	1.721	1.651	1.681

Coefficient moyen de compressibilité $\times 10^7$

Limites de pression		$t = 22°,8$	58°,8	84°,8	110°	150°,3	191°,8
1- 500 atmosphères		38	39	40	41	44	46
500-1.000	—	38	39	40	40	44	46
1.000-1.500	—	37	39	39	40	44	45
1.500-2.000	—	36	38	38	39	43	44
2.000-2.500	—	35	38	38	38	43	43
2.500-3.000	—	34	38	37	37	43	43

M. LA ROSA. — Sopra una nota di A.-H. Sircks intitolata « Alcuni notevoli fenomeni che riguardano il circuito elettrico negli elettroliti » (Sur une note de Sircks intitulée: « Quelques notables phénomènes relatifs au circuit électrique dans les électrolytes »). — *Il Nuovo Cimento*, série 5, t. V, p. 190; mars 1903.

Sircks [1] a observé pendant l'électrolyse d'un sel de cuivre qu'il se forme un dépôt, imitant la forme de l'électrode la plus voisine, sur une toile métallique de laiton interposée entre les électrodes.

L'auteur rappelle que des expériences plus complètes ont déjà été faites sur la question [2] et termine en discutant les conditions du phénomène.

BANTI. — Sul fenomeno del prof. Banti. (Sur le phénomène du professeur Banti). *Il Nuovo Cimento*, série 5, t. V, p. 192; mars 1903.

Lorsqu'un convertisseur tournant, transformant du courant alternatif en courant continu, débite sur une résistance ohmique, le courant continu est sensiblement constant. M. Banti a observé que, si la machine charge une batterie d'accumulateurs, le courant est pulsatoire.

Il n'est plus possible alors de mesurer le travail par les ampères-heures; il faut tenir compte du déplacement de phase de l'intensité sur la différence de potentiel.

M. Banti considère la batterie comme fonctionnant à certains points de vue comme une capacité; elle exagère les faibles pulsations que

(1) *Proceed. K. Akad. v. Wetensch.* Amsterdam, 31 janvier 1903.
(2) Roiti, *Nuovo Cim.*, série 3, t. X, p. 97; 1881.
Tribe, *Phil. Mag.*, série 5, t. XI, p. 446; 1877.
E. Wiedemann, *Beiblätter der An. Ph. und Ch.*, VI, p. 354; 1877.
Volterra, *Atti R. Acc. di Torino*, t. XVIII, p. 147; 1883.
Pasqualini, *Id.*, p. 133.

la machine a déjà lorsqu'elle travaille sur une résistance ohmique.

Pour atténuer ce phénomène, qui a pour effet de réduire la puissance de la machine, M. Banti insère dans le circuit une résistance inductive.

E. ALMANSI. — Sopra un problema di elettrostatico (Sur un problème d'électrostatique). — *Il Nuovo Cimento*, série 5, t. V, p. 242; avril 1903.

Suite de deux notes précédentes(1) relatives à la détermination du rapport $K = \frac{e}{h}$, où h est la densité électrique en un point d'une surface et e la quantité d'électricité enlevée en ce point par le corps d'épreuve. L'auteur indique une expression très simple de K.

G. ERCOLINI. — Attrito interno dei liquidi isolanti in un campo elettrico (Frottement interne des liquides isolants dans un champ électrique). — *Il Nuovo Cimento*, série 5, t. V, p. 249 ; avril 1903.

Les résultats obtenus par König(2), Düff(3) et Quincke(4) sont discordants.

Les recherches récentes de Pacher et Finazzi(5) avec la méthode de Poiseulle conduisent aux mêmes conclusions que celles de König, soit que le champ électrique est sans action. Leur appareil étant constitué par un condensateur formé de deux tubes de verre concentriques, dans l'étroit espace annulaire desquels s'écoule le liquide, on doit tenir compte des déformations que le verre subit par l'effet du champ et qui modifient le volume annulaire. Par suite de la durée assez considérable des expériences, la chaleur dégagée par la charge vient encore faire varier ce volume.

M. Ercolini a repris cette étude sur le principe suivant : Un système oscillant est constitué par un condensateur à cylindres concentriques suspendu à un fil de torsion; les cylindres comprennent un diélectrique liquide; si l'on établit une certaine différence

(1) *Il Nuovo Cimento*, août et octobre 1902; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 83; 1904.

(2) König, *Wied. Ann.*, t. XXV, p. 618, 1885; — *J. de Phys.*, série 2e, t. V, p. 486; 1886.

(3) Düff, *The Phys. Review*, p. 23-38; 1896.

(4) Quincke, *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 1; 1897; — *J. de Phys.* 3e série, t. VI, p. 703; 1897.

(5) Pacher et Finazzi, *R. Istituto Veneto*, février 1900; — *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 649; 1901.

potentiel entre les armatures, et que le frottement interne du diélectrique liquide soit modifié, il en résultera une variation de l'inertie et, par suite, de l'amplitude des oscillations.

La disposition expérimentale adoptée par l'auteur lui a donné une sensibilité de 1 0/0 dans le cas du pétrole, de la benzine et de l'essence de térébenthine, et de 10 0/0 avec l'huile d'olive et l'huile de vaseline. Il n'a pu observer aucune différence systématique entre les oscillations du condensateur chargé ou non chargé.

G. GIORGI. — Il funzionamento del rocchetto di Ruhmkorff (Le fonctionnement de la bobine de Ruhmkorff). — *Il Nuovo Cimento*, série 5, t. V, p. 257; avril 1903.

L'auteur, rassemblant les divers travaux publiés sur le fonctionnement de la bobine de Ruhmkorff, fait observer que, dans la théorie de l'appareil, on se limite au cas idéal d'un coefficient d'induction défini et constant avec une force électromotrice alternée ou régulièrement interrompue aux pôles du primaire. Il indique les lignes générales d'une étude plus complète en tenant compte de la présence du fer du noyau, des étincelles à l'interrupteur, et des divers phénomènes dits perturbateurs et qui seraient bien plutôt indispensables au fonctionnement pratique de l'appareil.

Comme conclusion, M. Giorgi énonce que le noyau doit être de fer ou d'acier assez doux, non seulement dépourvu autant que possible d'hystérésis, mais tel que la branche descendante de la courbe d'hystérésis ne s'écarte pas trop d'une ligne droite. L'aimantation ne devra pas dépasser beaucoup le point où la perméabilité atteint son maximum.

La forme théoriquement préférable pour le noyau serait celle d'un circuit magnétique presque fermé avec entrefer très petit, et une grande section de noyau. Celui-ci serait divisé en fils ou lames plus finement que ne le sont les noyaux des transformateurs et des dynamos.

L'interrupteur devra avoir l'action la plus rapide possible, dépendant de la fréquence du courant primaire. Le condensateur aura la capacité nécessaire pour éviter les étincelles à l'interrupteur et pas plus.

A. TROWBRIDGE. — Un nuovo relais (Un nouveau relais). — *Il Nuovo Cimento*, série 5, t. V, p. 267; avril 1903.

A. TROWBRIDGE et L. AMADUZZI. — Influenza delle onde elettromagnetiche, e reazione del circuito sul getto a mercurio di Lippmann (Influence des ondes électromagnétiques et réaction du circuit sur le jet à mercure de Lippmann). — *Il Nuovo Cimento*, série 5, t. V, p. 322; mai 1903.

S. LUSSANA. — Influenza della pressione sulla resistenza elettrica dei metalli (Influence de la pression sur la résistance électrique des métaux). — *Il Nuovo Cimento*, série 5, t. V, p. 305; mai 1903.

M. Lussana fait la critique des expériences exécutées sur le même argument par E. Lisell [1] et dont les résultats étaient en désaccord avec ses précédentes recherches [2]. Il maintient que la compression produit deux variations de la résistance, l'une temporaire et l'autre permanente, la première forte et dépendant de la durée de l'état précédent, la seconde très faible et ne dépendant que de la variation de pression.

D'ailleurs les résultats de ce genre de recherches ne peuvent être rigoureusement exacts, les quantités à mesurer sont très petites, et une faible erreur de température peut masquer complètement le phénomène; en outre, des traces d'impuretés dans le métal modifient les résultats. En somme, lorsqu'il est nécessaire dans les recherches physiques de connaître le coefficient de variation de résistance avec la température, il est indispensable d'en faire la détermination sur l'échantillon en expérience; les résultats précédemment obtenus ne peuvent que donner l'ordre de grandeur du phénomène.

A. MARESCA. — Fenomeni termici delle scintille nei liquidi isolanti (Phénomènes thermiques des étincelles dans les liquides isolants). — *Il Nuovo Cimento*, t. V, p. 315; mai 1903.

L'auteur détermine le rapport entre l'énergie absorbée par l'étincelle et l'énergie totale disponible, l'étincelle éclatant au sein d'un diélectrique liquide. La disposition expérimentale est celle adoptée par M. Cardani [3] pour l'étude de la décharge dans les gaz; elle per-

(1) E. Lisell, *Upsala Akademiska bokhandeln. G.-J. Lundström.*

(2) S. Lussana, *Il Nuovo Cimento*, série 4, t. X, p. 73; 1899; — *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 357.

(3) Cardani, *Il Nuovo Cimento*, 4e série, t. VII, 1898; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 535; 1898.

met de maintenir sensiblement constante l'énergie disponible du circuit de décharge d'un condensateur tout en faisant varier la distance explosive. Les résultats sont analogues à ceux obtenus avec les gaz.

On déduit des expériences que, pour les liquides étudiés, eau distillée, huile d'olive, alcool, pétrole, éther sulfurique, huile de vaseline, l'énergie absorbée par l'étincelle n'est qu'une petite fraction de l'énergie totale disponible, et que, pour une capacité donnée, elle se compose de deux parties : une constante qui doit dépendre de la résistance que les décharges rencontrent au passage des électrodes métalliques dans le diélectrique et une variable qui croît proportionnellement à la longueur de l'étincelle.

Si l'on augmente la capacité des condensateurs, le rapport des énergies tend à diminuer; augmentant la quantité d'électricité mise en jeu, l'étincelle se comporte comme un conducteur de section plus grande.

On peut déterminer la résistance R de l'étincelle en comparant les résultats obtenus avec le dispositif précédent et ceux que l'on obtient en remplaçant l'étincelle par une colonne électrolytique de résistance connue. On constate ainsi que la résistance R offerte par les divers diélectriques est du même ordre de grandeur que celle de l'air à la pression ordinaire : ainsi, avec de l'eau distillée, pour 1 millimètre de distance explosive et une seule bouteille de Leyde par condensateur, on a 1,63 ohm avec l'huile de vaseline et 0,48 avec l'air.

Pour un liquide et une capacité donnés, on a, entre la résistance R et la longueur L de l'étincelle, la relation $R = A + BL$, où A et B sont deux constantes.

R. BETTINI. — Azione dei metalli e di altre sostanze sul bromuro d'argento (Action des métaux et d'autres substances sur le bromure d'argent). — *Il Nuovo Cimento*, série 5, t. V, p. 349; mai 1903.

Colson a attribué l'action réductrice des lames métalliques oxydables sur les plaques au bromure d'argent, aux vapeurs métalliques émises en très faible proportion par les surfaces métalliques.

M. Bettini considère l'action comme due à l'eau oxygénée et à l'ozone développés par l'oxydation de ces métaux.

A. GIAMMARCO. — Un caso di correspondenza in termodinamica (Un cas de correspondance en thermodynamique). — *Il Nuovo Cimento*, série 5, t. V, p. 377; juin 1903.

L'auteur a étudié la variation du rapport $\frac{V}{V'}$ du volume du liquide à celui de sa vapeur dans les tubes de Natterer. Il porte la température en abscisses et ce rapport en ordonnées. Le rapport augmente d'abord avec la température, passe par un maximum, puis décroît.

En faisant varier les quantités initiales de liquide renfermées dans le tube, on obtient une série de courbes dont les maximums sont en ligne droite pour chaque substance étudiée (alcool, éther, chloroforme).

Aux températures correspondantes, c'est-à-dire celles pour lesquelles le rapport $\frac{T}{T_c}$ est le même, les valeurs des rapports $\frac{V}{V'}$ sont égales.

Comme la droite des maximums jouit de la propriété qu'aux températures correspondantes T et T′, les rapports $\frac{V}{V'}$ sont égaux, en prenant une valeur quelconque de ce rapport sur la ligne des maximums de l'éther et la même valeur sur celle de l'alcool, notant les températures respectives T et T′, on déduit de la relation $\frac{T}{T_c} = \frac{T'}{T'_c}$, connaissant T_c, la valeur de T'_c. Il en résulterait une méthode fort commode pour la détermination de la température critique des corps dont cette température est très élevée.

En appliquant la méthode précédente au chloroforme et utilisant l'alcool comme terme de comparaison, on obtient 265°, tandis que Sajotschewski a indiqué 260° et que le nombre donné dans l'*Annuaire des Longitudes* est 268°.

L'auteur constate, comme l'a annoncé Zambiasi (1), que le phénomène de disparition et de réapparition du ménisque n'est réversible que pour une proportion initiale déterminée telle qu'elle ait son maximum de $\frac{V}{V'}$ à la température de disparition.

Les valeurs maximums à la température de disparition seraient :

(1) *Rend. dei Lincei*, 1895.

pour l'éther, 0,6950; pour l'alcool et le chloroforme, 0,6983. Si cette égalité était générale, le point de rencontre de la courbe $\left(\frac{V}{V'}, t\right)$, qui est une droite pour la proportion susdite, avec la droite des maximums, serait un point singulier du diagramme représentant le point correspondant par excellence, ou le véritable état critique.

A. FIORENTINO. — Proprietà microfoniche dei getti gassosi (Propriétés microphoniques des jets gazeux). — *Il Nuovo Cimento*, t. V, p. 391 ; juin 1903.

L'auteur a étudié acoustiquement les phénomènes. A cet effet, il place verticalement dans un jet gazeux vertical un tube de verre effilé vers la base, présentant au jet un orifice assez petit (0mm,5 environ de diamètre). Le tube de verre est fixé à un tube de caoutchouc qui se bifurque en deux, terminés par des ajutages que l'expérimentateur place dans ses oreilles.

Le jet gazeux présente une partie sensiblement cylindrique et limpide dont la longueur subit continuellement de petites variations ; au delà, le jet s'élargit en un cône un peu moins net, puis le gaz se mêle à l'air d'une manière irrégulière et sans cesse variable.

Dans la partie cylindrique, on n'observe aucun son ou rumeur sensible qui soit propre au jet, tandis qu'au delà on perçoit un bruit assez intense ressemblant à celui d'une flamme sensible soumise à l'action d'un son ou à un excès de pression.

On fait vibrer légèrement au voisinage un diapason ; la seule modification visible est un raccourcissement de la partie cylindrique d'autant plus accentué que le son est plus aigu. Le bruit perçu dans la région élargie du jet n'est pas changé. Si l'on place le tube analyseur près de l'orifice de sortie du gaz et qu'on l'en écarte graduellement, on observe un renforcement du son excitateur, d'abord très faible, puis de plus en plus net à mesure que l'on s'écarte de l'orifice ; l'intensité est assez forte et le son très net jusqu'à la limite de la partie cylindrique.

L'expérience peut être rendue sensible pour un auditoire en reliant un phonographe au tube de caoutchouc de l'analyseur.

M. Fiorentino montre ensuite l'analogie que les jets gazeux présentent avec les flammes sensibles de Govi (1). L'une des expériences

(1) Govi, *Il Nuovo Cimento*, série 2, t. III, p. 330 ; 1870. — Rappelons que ces flammes s'obtiennent en plaçant une toile métallique de 1 millimètre carré de

exécutées consiste à placer le tube analyseur au-dessus d'un jet gazeux non allumé; ce tube est relié à un tube de caoutchouc muni d'une extrémité de verre au-dessus de laquelle on allume le gaz. On obtient ainsi une flamme très sensible aux sons et qui sert en quelque sorte d'analyseur au jet gazeux.

Les phénomènes observés confirment l'explication de Rayleigh [1], suivant laquelle la cause de la sensibilité des jets gazeux est dans les mouvements oscillatoires transversaux que les sons extérieurs impriment dans certaines conditions aux parties du jet même. Au contraire, l'explication de Tyndall attribuant le phénomène au tube de sortie du gaz est en défaut.

ARTOM. — Sulla produzione dei raggi di forza elettrica a polarizzazione circolare od ellittica (Sur la production des rayons de force électrique à polarisation circulaire ou elliptique). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 197; 15 mars 1903.

L'auteur a obtenu des ondes électromagnétiques rotatoires par la composition de deux oscillations électriques orthogonales d'égale amplitude et de même fréquence et déplacées de phase d'un quart de période. Le dispositif est analogue à celui qui sert à la production des champs magnétiques tournants.

Soient M, N, P, trois conducteurs de décharge, les sphères M et P formant la base du triangle isocèle dont N est le sommet. Ces trois conducteurs font partie d'un même circuit de décharge d'une bobine d'induction ou d'une machine statique admettant la décharge sinusoïdale ; on détermine le circuit de telle sorte que les oscillations MN d'une part, NP de l'autre aient même amplitude et soient déphasées de $\frac{\pi}{2}$; à cet effet, on dispose en parallèle avec NP une capacité et une self-induction convenables en série.

Les vérifications faites par M. Artom ont donné des résultats positifs.

Les effets dus aux champs magnétiques tournants ont été observés

---

maille au-dessus d'un jet vertical sortant d'un orifice de 1 millimètre de diamètre environ et en allumant au-dessus de la toile. — M. Fiorentino a réalisé des flammes analogues en remplaçant la toile par un petit cône métallique obtus placé axialement au-dessus du jet et présentant un trou de 2^{mm},5 au sommet, au-dessus duquel on allume le gaz.

(1) RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, série 5, t. XVII, p. 188; 1884.

par les courants induits sur des solénoïdes suspendus dans diverses directions.

Pour les champs électriques tournants, on a disposé au voisinage de l'oscillateur des petites clochettes de verre posées sur une très fine pointe de verre. Elles se mettent ainsi en rotation. On renverse le sens de rotation, en intervertissant les communications de M et P. L'auteur termine en indiquant l'application possible du système précédent muni d'antennes à la télégraphie sans fil. La disposition peut être utilisée dans la construction d'appareils syntoniques, en choisissant pour chaque station la capacité et la self-induction.

O.-M. CORBINO. — Sull' arco cantante e la sua osservazione stroboscopica (Sur l'arc chantant et son observation stroboscopique). — *Associazione Elettrotecnica Italiana*, 21 mai 1903.

MM. Ascoli et Manzetti [1] ont cru pouvoir déduire d'expériences stroboscopiques faites sur le dispositif de Duddel la présence dans l'arc de deux oscillations lumineuses coexistantes. La méthode expérimentale consistait à éclairer par l'arc un disque tournant, divisé en secteurs alternativement blancs et noirs. Quand la vitesse de rotation est telle que la substitution d'un secteur blanc à un noir a lieu dans le même temps qu'une intermittence lumineuse, le disque paraît immobile avec le même nombre de secteurs qu'il a au repos; pour certaines vitesses moindres, le disque, tout en semblant encore immobile, présente un nombre de secteurs multiple du nombre réel.

M. Corbino montre que l'on obtient théoriquement ce même résultat avec une source lumineuse d'intensité variable suivant la forme sinusoïdale simple.

On retrouve tout aussi bien pratiquement la marche générale du phénomène avec un éclairage intermittent obtenu en interceptant périodiquement un faisceau lumineux conique en son point de convergence.

(1) Ascoli et Manzetti, *Rendiconti dei Lincei*, t. XI, p. 11; 6 juillet 1902; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 81.

C. CARPINI. — Variazone dell' attrito interno dei liquidi magnetici in campo magnetico (Variation du frottement interne des liquides magnétiques dans un champ magnétique). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 341 ; 3 mai 1903.

Les expériences de W. König ont montré que le frottement interne du sulfate de manganèse n'est pas altéré par un champ magnétique.

L'auteur reprend l'étude de cette question en suivant la méthode habituelle pour ces sortes de recherches, qui consiste à faire écouler le liquide dans un tube capillaire placé dans le champ d'un électro-aimant. En opérant sur le chlorure ferrique, les sulfates de manganèse, de protoxyde de fer et de nickel, M. Carpini a observé une augmentation pour la durée d'écoulement d'une quantité déterminée de liquide qui n'atteint pas 0,3 0/0. Les variations de frottement interne pouvant résulter d'une augmentation de température due au champ et à la dissymétrie inévitable de ce champ sont tout à fait négligeables.

Pour déterminer l'influence des courants de Foucault, l'auteur a expérimenté sur une solution de nitrate de potassium ayant même conductibilité que le sulfate de manganèse employé : l'augmentation du temps d'écoulement des liquides par l'effet du champ est à très peu près la même dans les deux cas. D'autre part, avec le fer dialysé, qui n'est pas très conducteur, la variation sous l'influence du champ (soit une diminution) est extrêmement faible, 0,05 0/0.

L'auteur conclut de là qu'il est vraisemblable d'admettre que l'augmentation de temps d'écoulement produite par le champ est due aux courants de Foucault ; le frottement interne des liquides magnétiques serait donc indépendant du champ magnétique.

A. SELLA. — Sensibilità del ferro alle onde elettriche nell' isteresi magneto-elastica (Sensibilité du fer aux ondes électriques dans l'hystérésis magnéto-élastique). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 340 ; 3 mai 1903. — Sul detector magneto-elastico (Sur le détecteur magnéto-élastique). — *Id.*, t. XII, p. 182 ; 6 septembre 1903.

On sait qu'on peut obtenir un cycle d'hystérésis en faisant subir au fer une déformation élastique.

Un faisceau de fils de fer recuits et vernis, soudés aux extrémités, est disposé verticalement dans un tube de verre sur lequel est

enroulée une hélice reliée à la terre et à une antenne. L'extrémité supérieure du faisceau est placée en face de l'aimant inférieur d'un magnétomètre. On dispose un faisceau compensant. Le faisceau en expérience est soumis à des torsions alternativement dans un sens et dans l'autre. Le générateur d'ondes est constitué par un petit transformateur de Tesla dont le primaire est alimenté par une bobine d'induction, tandis que le secondaire est relié à la terre et à une antenne.

L'action des ondes diminue l'aimantation du faisceau en fonction de la torsion. La sensibilité, comme pour le détecteur magnétique de Marconi [1], est plus grande dans les parties les plus rapidement variables du cycle.

Si le primaire du générateur d'ondes est alimenté par un courant continu interrompu, on peut changer le sens de l'effet des ondes en échangeant au secondaire de Tesla l'antenne avec la terre. Si l'on remplace ce transformateur par une machine statique à condensateurs, en faisant éclater l'étincelle entre les armatures internes, tandis que les armatures externes sont reliées avec l'antenne et la terre, on observe toujours, avec les étincelles courtes, une diminution ; tandis qu'avec les étincelles longues, on peut obtenir, en échangeant les liaisons de l'antenne et de la terre, tantôt une diminution, tantôt une augmentation de l'aimantation.

Les mêmes effets sont obtenus avec le nickel ; il en est de même si l'on remplace la torsion par une traction, et si l'on fait passer l'onde par le faisceau même au lieu de recourir à la spirale qui l'enveloppe.

G. AGAMENNONE. — Contributo alla storia del magnetismo terrestre (Contribution à l'histoire du magnétisme terrestre). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 425 ; 6 juin 1903.

L'auteur rappélle que la valeur de 5° ouest pour la déclinaison magnétique de Rome, en 1681, a été souvent indiquée sans qu'on ait donné le nom de l'observateur.

Il a pu établir, d'après divers opuscules, que cette valeur est la même que celle trouvée en octobre 1680 par le P. Francesco Eschinardi, de la Compagnie de Jésus.

G. GOISOT.

(1) MARCONI, *Proc. Roy. Soc.*, 1902.

D. MAZZOTTO. — Stagionatura magnetica del ferro a temperature superiori alla ordinaria (Conditions magnétiques du fer à des températures supérieures à la température ordinaire). — *Il Nuovo Cimento*, série 5, vol. VII, juin 1904.

Dans un travail précédent[1], en étudiant l'effet de longs stationnements aux températures de 360°, 180° et 100° sur les constantes magnétiques du fer recuit, M. Mazzotto a trouvé que la susceptibilité, le magnétisme résiduel et la force coercitive subissent des variations d'autant plus sensibles que la température de stationnement est plus basse. Il était naturel de se demander si ces variations continuent à s'accentuer, quand la température baisse, ou si elles présentent un maximum.

Il a constaté que les stationnements au-dessous de 100° présentent des effets moindres qu'à 100°; que le stationnement à 131° produit des modifications sensiblement plus intenses qu'à 159° et qu'à 100°, d'où on peut déduire qu'il y a un effet maximum à une température assez rapprochée de 131°. On obtient un maximum de la susceptibilité et de la perméabilité pour des intensités égales du champ, de la susceptibilité et de la perméabilité maxima, et un minimum du champ correspondant au maximum de perméabilité et de susceptibilité, du magnétisme résiduel, de la force coercitive, de l'hystérésis. La température à laquelle ont lieu les variations maxima n'est pas la même que celle qui produit dans des temps égaux les variations les plus intenses et qui est 159°.

Pour expliquer la lenteur avec laquelle le fer subit les variations de constantes magnétiques, M. Mazzotto propose une hypothèse par laquelle le fer recuit et refroidi garderait, quoiqu'un peu altérées, les constantes correspondant à la température de recuit, ce fer restant dans une condition moléculaire forcée, l'arrangement moléculaire se faisant avec lenteur; il y aurait là une espèce d'hystérésis thermomagnétique, qui expliquerait tous les faits observés durant le stationnement.

Ch. Touren.

[1] *Nuovo Cimento*, série 5, vol. III, p. 417; 1902; — *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 233; 1903.

D. MAZZOTTO. — Stagionatura magnetica del ferro alla temperatura ordinaria (Conditions magnétiques du fer à la température ordinaire). — *Il Nuovo Cimento*, série 5, vol. VIII ; juillet 1904.

Les variations des constantes magnétiques étant encore sensibles par des stationnements à 46° (température la plus basse étudiée dans le travail précédent), il est naturel d'admettre que le fer maintenu à la température ordinaire subit des variations analogues, moins profondes et plus lentes. M. Mazzotto trouve en effet des modifications dans le même sens que les précédentes, c'est-à-dire qu'avec le temps la susceptibilité décroît et le magnétisme résiduel augmente, et par suite la force coercitive et l'hystérésis augmentent aussi. Les diminutions relatives maxima de susceptibilité ont lieu dans les champs faibles, où elles atteignent jusqu'à 63 0/0 de la valeur de la susceptibilité initiale; elles sont atténuées quand le champ augmente, jusqu'à devenir insensibles dans les champs intenses (35-40 unités). La variation est différente suivant la qualité du fer. Le stationnement à des températures élevées n'empêche pas la variation à la température ordinaire. Ces variations à la température ordinaire sont moins sensibles qu'aux températures élevées, ce qui confirme la loi de décroissance à partir d'une température voisine de 131°. Quand la température diminue, le temps nécessaire à l'établissement de l'état de stabilité augmente.

Les échantillons qu'on achète dans le commerce peuvent être considérés comme étant dans les conditions des échantillons recuits et laissés longtemps à la température ordinaire. Le recuit améliore de beaucoup leurs qualités magnétiques, en augmentant la susceptibilité et diminuant le magnétisme résiduel et l'hystérésis ; mais l'amélioration n'est que passagère, parce que le repos leur rend leurs qualités magnétiques primitives, qui sont seules stables à la température ordinaire.

Ch. Tourèn.

S. LUSSANA. — Influenza della pressione sulla resistenza elettrica dei metalli. Osservazioni ad una memoria di Erick Lisell sullo stesso argomento (Influence de la pression sur la résistance électrique des métaux. Observations sur un mémoire de Erick Lisell sur le même sujet). — *Il Nuovo Cimento*, série 5, vol. V ; mai 1903.

M. Lussana était arrivé dans un travail précédent (1889) aux conclusions suivantes : la résistance électrique des métaux diminue

quand la pression augmente; la pression produit d'abord une variation temporaire, puis une variation permanente de la résistance; la première variation est grande et dépend de la durée de l'état précédent, la deuxième est faible et n'en dépend pas.

M. Lisell, dans un mémoire plus récent[1], trouve que la résistance varie avec la pression; la résistance reste constante tant que la pression reste constante; la résistance est indépendante de la valeur précédente de la pression; on a :

$$x_p = x_0(1 + \gamma p + \delta p^2),$$

δ étant toujours très petit et γ négatif.

M. Lussana attribue les différences entre les valeurs numériques de γ et δ, données par M. Lisell et par lui, à la méthode de mesure des pressions de M. Lisell. Il expose cette méthode, et il arrive à cette conclusion que les raisonnements de M. Lisell ne suffisent pas à infirmer l'existence de la première variation temporaire : en effet, dans ses expériences, la perturbation thermique due à la compression dure au moins vingt minutes, et la variation temporaire constatée par M. Lussana dans la résistance ne dépasse pas cette durée; donc l'exclusion faite par M. Lisell de cette variation temporaire ne paraît pas justifiée.

Quant à la variation permanente, les résultats de M. Lussana concordent qualitativement avec ceux de M. Lisell, et la différence quantitative peut s'expliquer par la diversité des matériaux et des méthodes de mesure de la pression, et aussi par ce fait que la variation de température due à la variation de pression complique beaucoup les résultats.

Ch. Touren.

S. LUSSANA. — Proprietà termiche dei solidi et dei liquidi (Propriétés thermiques des solides et des liquides). — *Il Nuovo Cimento*, série 5, vol. VII : mai 1904.

M. Lussana se propose d'étudier la compressibilité de quelques corps, afin d'avoir des données utiles pour construire la surface thermodynamique, et faire l'étude du coefficient de Poisson. Les appareils employés sont des dilatomètres, décrits par l'auteur, où il place les métaux à étudier avec du pétrole. Il étudie d'abord directe-

(1) *Upsala Akademiska bokhandeln.* G.-J. Lundström.

ment la compressibilité du verre et celle du pétrole, en mesurant le coefficient de compressibilité cubique *k* défini par l'équation :

$$V_P = V_1 [1 - K(P - 1)],$$

V_1 et V_P étant les volumes sous une et sous P atmosphères. Il est allé depuis 1 jusqu'à 3000 atmosphères. Il a pu ensuite étudier dans les mêmes limites de pression à température constante, mais en faisant varier la température d'une série à l'autre, l'étain (séries de mesures à 9°, 105°, 156°, 170°), le plomb (à 10°), le cadmium (à 11°,5 et 99°), le zinc (à 12°,2), le cuivre (à 17° et 177°). — Il calcule aussi le coefficient de dilatation à l'aide des nombres obtenus.

M. Lussana arrive ainsi aux conclusions suivantes :

1° Le coefficient de compressibilité des corps solides diminue quand la pression augmente, et augmente quand la température augmente;

2° Le coefficient de dilatation à chaque pression augmente avec la température, et il augmente d'autant plus que la température est plus élevée;

3° Le coefficient de dilatation entre deux températures fixes diminue quand la pression augmente; il semble qu'il doit, comme le montre le cuivre, atteindre un minimum, à partir duquel il croîtra;

4° La connaissance du coefficient de compressibilité cubique permet de calculer le coefficient de Poisson avec une approximation suffisante, et pourra, quand les recherches seront assez avancées, permettre de trouver l'équation représentative la meilleure pour les états solides et liquides.

Ch. Touren.

H. RUBENS. — Demonstration stehender Schallwellen durch Manometerflammen (Démonstration des ondes acoustiques stationnaires à l'aide des flammes manométriques). — Mémoire présenté à la Société allemande de Physique, séance du 9 décembre 1904.

La grande sensibilité que présentent les becs de gaz vis-à-vis des variations de pression, lorsqu'ils brûlent sous un excès de pression très faible, suffit par exemple pour démontrer la différence de pression atmosphérique qui accompagne une variation minime d'altitude de quelques centimètres. L'auteur a été conduit à utiliser cette sensibilité pour l'étude des ondes acoustiques stationnaires, renonçant à l'emploi des capsules de M. König et produisant les vibrations

acoustiques au sein même du gaz, afin de mettre à profit toute la sensibilité de ces flammes.

Le tube de laiton de 4 mètres de long et de 8 centimètres de diamètre dont se sert M. Rubens est fermé d'un côté par une plaque de laiton et de l'autre par une membrane élastique ; la longueur du tube pouvait être variée d'environ 50 centimètres. Un tube de raccord servait à amener le gaz. Une série rectiligne de trous de 2 millimètres de diamètre était pratiquée le long du tube à des distances de 3 centimètres sur la ligne longitudinale la plus élevée. Après que l'on a fait entrer le gaz d'éclairage pendant environ deux minutes, la série de petites flammes auxquelles on donne une hauteur d'environ 1 centimètre est allumée sans danger d'explosion. Dès qu'on vient à actionner une source acoustique quelconque au voisinage de la plaque de laiton fermant le tube, il se forme dans ce dernier des ondes stationnaires manifestées avec une beauté et une précision étonnante par les différences d'intensité et de grandeur des flammes.

Les sections égales en lesquelles se divise la longueur du tube correspondent chacune à une demi-onde. Au milieu de chaque section, la hauteur des flammes est de quelques centimètres plus grande et leur clarté y est éclatante, alors qu'au bout elles sont très petites et obscures. Or les phénomènes diffèrent nettement suivant l'intensité de l'excitation acoustique : Si cette dernière est forte, le bout du tube fermé par la plaque de laiton présente un maximum d'intensité lumineuse à l'endroit d'oscillation maxima de la pression ; maximum suivi par d'autres maxima à des distances de $\frac{\lambda}{2}$. Si, au contraire, la source acoustique n'est que de faible intensité, les maxima sont remplacés par des minima en même temps que les flammes se montrent parfaitement continues, tandis que dans le cas précédent elles étaient nettement ondulatoires.

A. Gradenwitz.

O. KRIEGAR-MENZEL. — Zur Theorie der Rubens'schen Schallröhre (Au sujet de la théorie du tube acoustique de M. Rubens). — Mémoire présenté à la Société allemande de Physique, séance du 9 décembre 1904.

L'auteur propose une explication au moins qualitative des remarquables phénomènes présentés dans le second régime (caractérisé

par une continuité parfaite des flammes) des tubes acoustiques de M. Rubens. Il croit que ce régime est dû au frottement sur les parois du tube de la masse gazeuse oscillant en direction longitudinale, frottement qui empêche la couche adhérente à la paroi de prendre la vitesse normale, tandis qu'au contraire cette viteese se développe librement dans les couches axiales. Le déplacement ainsi produit des couches gazeuses engendrerait dans les régions périphériques de la colonne gazeuse des tourbillons poussant le gaz vers la paroi du tube où un excès de pression se produit. En se fondant sur cette hypothèse, l'auteur étabit par le calcul des formules qui confirmeraint sa manière de voir.

A. Gradenwitz.

ERRATUM.

T. III, p. 933 et 934. — Remplacer partout l'expression « énergie libre » par « énergie interne ».

T. III, p. 935. — Dans la dernière formule de la note au bas de la page, remplacer le facteur :

$$1 - \frac{u_1 + u_2}{2u},$$

par

$$1 - \frac{u_1 + u_2}{2v}.$$

T. IV, p. 103, ligne 14. — Remplacer :

$$\lim \frac{d(\rho_1 - \rho_2)^2}{dT} = \lim 2(\rho_1 + \rho_2)\frac{d(\rho_1 + \rho_2)}{dT} = -2n\Delta,$$

par :

$$\lim \frac{d(\rho_1 + \rho_2)^2}{dT} = \lim 2(\rho_1 + \rho_2)\frac{d(\rho_1 + \rho_2)}{dT} = -2n\Delta.$$

COHÉSION DIÉLECTRIQUE DE LA VAPEUR DE MERCURE ET DE SES MÉLANGES;

Par M. E. BOUTY.

1. Pour étudier la cohésion diélectrique de la vapeur de mercure, il était nécessaire d'opérer à des températures comprises entre 100° et 270°. Or ma méthode exige l'emploi d'un ballon qui, à la plus haute température produite, ne présente pas la plus petite trace de conductibilité. De plus, pour être comparables à celles qui ont été réalisées sur d'autres gaz, les mesures devaient être ramenées, par le calcul, à une température constante. Pour cela je fais usage de la loi d'invariabilité de la cohésion diélectrique à volume constant; mais je n'avais encore établi cette loi que jusqu'à la température de 190° (1).

2. A l'aide d'un ballon plat de silice, fourni par la maison Heraeus, j'ai pu démontrer (2) que ma méthode est applicable tout au moins jusqu'à 300°, température à laquelle les cales de terre poreuse qui séparent les plateaux du condensateur commencent à conduire d'une façon appréciable. J'ai montré de plus, par l'exemple de l'air, que la loi de l'invariabilité de la cohésion diélectrique à volume constant avec la température est rigoureuse jusqu'à cette température de 300°.

3. Il m'était désormais loisible d'opérer, avec la vapeur de mercure saturée dans le ballon de silice, à des températures variables, et de ramener tous les résultats à la température de 17° en faisant usage de la loi de l'invariabilité de la cohésion diélectrique à volume constant.

4. La *fig.* 1 donne le schéma du dispositif employé. Le système des plateaux A, B du condensateur et du ballon C est incliné. Le col du ballon est mastiqué en *a*, en dehors de l'enceinte chaude, à un tube *bcde* à trois robinets. Par *e*, le ballon communique avec un tube barométrique relié à une cuvette à mercure mobile; par *c*, avec la trompe à mercure et avec un manomètre; par *d*, avec un récipient à gaz, qui servira dans l'étude des mélanges.

Après avoir fait, dans le ballon, le vide de Crookes, et l'enceinte M étant à la température ambiante, on amène, par le jeu de la cuvette

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 12; 1904.

(2) Congrès de Grenoble, 1904. — Le ballon de silice avait une capacité d'environ un quart de litre et ses dimensions étaient à très peu près les mêmes que celles des ballons de verre ou de cristal antérieurement employés.

mobile, le niveau du mercure en *h* à l'intérieur de l'enceinte. Le niveau se trouve alors en *n* dans le tube vertical étroit, qui servira désormais de manomètre auxiliaire. Si, après avoir fermé le robinet *e*, l'on porte l'enceinte à une température *t*, le mercure, vaporisé en *h*, remplira le ballon sous une pression qu'on déduira de l'ascension du mercure en *n'*. Un jaugeage préliminaire a établi que, pour tenir compte du recul du mercure en *h* dans le col du ballon, il faut forcer la hauteur *nn'*, lue directement, du 1/70ᵉ de sa valeur.

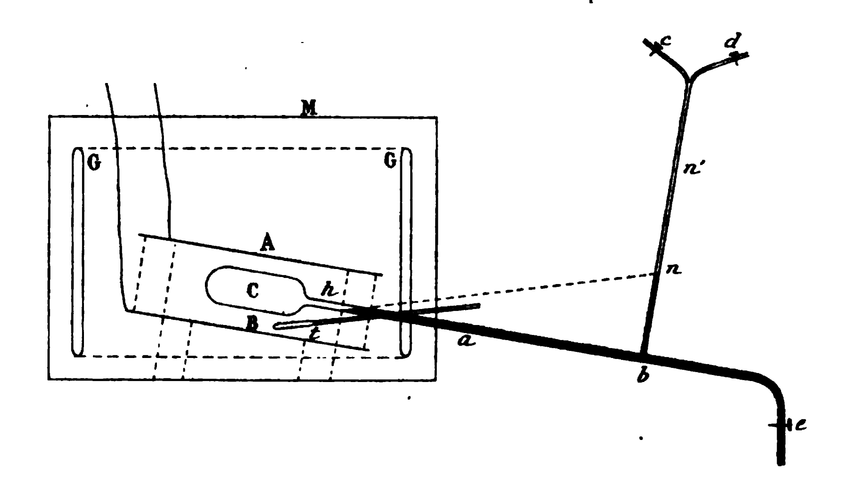


Fig. 1.

On fait une détermination de champ critique à la température *t*; on mesure la pression réelle de la vapeur de mercure, et on ramène, par le calcul, cette pression à la température de 17°.

5. La température est donnée par un thermomètre de Baudin, dont le réservoir est en *t*, dans la région occupée par le ballon. En réalité, la température qui devrait intervenir serait celle du point le plus froid de l'espace occupé par la vapeur de mercure. L'étuve M est échauffée par le passage du courant du secteur dans une résistance uniformément distribuée sur une couronne G entourant les plateaux A, B. La température de l'enceinte peut cependant ne pas être rigoureusement uniforme. J'évalue à une couple de degrés, au plus, l'incertitude qui en résulte.

Le tableau suivant résume les observations :

Vapeur de mercure.

Température	Pression observée	Pression réduite à 17°	y observé	y calculé	y différence
254°,0	7,201	3,962	1915	1917	+ 2
246 ,5	6,009	3,354	1724	1709	— 15
235 ,0	4,392	2,507	1397	1381	— 17
225 ,0	3,321	1,935	1150	1151	+ 1
211 ,0	2,231	1,316	868	887	+ 19
200 ,0	1,623	0,995	683	751	+ 68
182 ,0	0,909	0,579	502	483	— 19
168 ,0	0,557	0,364	348	399	+ 41
121 ,25	0,142	0,105	195	200	+ 5
102 ,0	0,0745	0,058	195	180	— 15
75 ,5	0,0300	0,0250	328	337	+ 9
44 ,0	0,0089	0,00644	811		

6. La formule empirique applicable à ces expériences,

$$y = -50 + 354\sqrt{p(p+4)} + \frac{0,19}{p^2}$$

(nombres calculés de l'avant-dernière colonne) est de même forme que celles qui ont été employées jusqu'ici pour les divers gaz ou vapeurs. On voit, par la dernière colonne, que les écarts, par rapport aux nombres observés, sont tout à fait du même ordre qu'avec les autres gaz, bien qu'ici nous ayons affaire à une vapeur saturée (ou voisine de la saturation), et que l'incertitude des valeurs réduites de la pression soit notablement plus grande que dans les cas précédents.

7. Les effluves, dans la vapeur de mercure pure, sont éblouissantes. Elle rappellent la lumière de l'arc au mercure. Dès que la pression dépasse 1 centimètre, elles illuminent la salle d'expériences, à travers la fenêtre de mica de l'enceinte.

8. Quand une effluve a passé, la silice du ballon retient les résidus électriques avec une ténacité sans exemple dans les expériences antérieures. Il est nécessaire de chauffer pendant une heure au moins à une température supérieure à 250° avant de tenter une autre mesure, sous peine de n'obtenir que des résultats incohérents. C'est la principale difficulté que j'ai rencontrée.

9. On sait que le coefficient du terme en $\frac{1}{p^2}$ ainsi que le terme constant de formules empiriques ne nous renseignent que sur les

irrégularités de forme du ballon et sur sa propriété de condenser plus ou moins aisément les gaz employés. Au contraire, le coefficient du radical a une importance prépondérante. Il représente la cohésion diélectrique du gaz. Eu égard à la densité considérable de la vapeur de mercure, cent fois supérieure à celle de l'hydrogène, la cohésion diélectrique 354, égale seulement aux 0,85 de celle de l'air, peut passer pour remarquablement petite. Par cette propriété, comme par l'éclat de ses effluves, la vapeur de mercure se rapproche de l'argon, monoatomique comme elle.

10. Dès qu'on mêle à la vapeur de mercure un gaz étranger, l'éclat des effluves diminue beaucoup, ce que l'on observait aussi dans le cas de l'argon.

Pour opérer sur des mélanges, après avoir réalisé un vide parfait dans le ballon, on y laisse rentrer un gaz connu, sous une pression que l'on mesure au manomètre extérieur. Le niveau du mercure est alors entre *e* et *b* et tous les robinets sont ouverts. On ferme le robinet *d*; puis, par le jeu de la cuvette mobile, on amène le niveau du mercure dans le col du ballon au repère *h*. On ferme enfin le robinet *e* et on porte l'enceinte à la température *t*. La pression du mélange de gaz et de vapeur de mercure est la somme de la pression lue au grand manomètre extérieur et de la pression déduite de l'indication du niveau en *n'*.

En opérant avec une même masse de gaz, emprisonnée une fois pour toutes dans le ballon, et à une série de températures croissantes, on a une série de mesures se rapportant à des mélanges qui contiennent une proportion de plus en plus forte de vapeur de mercure. On comparera les valeurs des champs critiques mesurés à celles qui se déduiraient de la loi des moyennes.

11. Voici quelques résultats relatifs à des mélanges de vapeur de mercure et d'hydrogène.

Pression de H *à* 17° $=$ 0^{cm},846

Température	Pression	Hg 0/0	y observé	y calculé	y différence
219°,0	4,210	65,91	1260	1141	— 119
249 ,0	7,962	80,88	2041	1919	— 122
		Pression de H *à* 17° $=$ 3^{cm},735			
171 ,0	6,187	7,57	1104	1098	— 6
198 ,5	7,151	15,04	1348	1253	— 95
211 ,0	7,861	19,92	1498	1366	— 132
235 ,0	9,685	31,49	1787	1690	— 97

On voit que la loi des moyennes donne invariablement des nombres trop petits.

Des mélanges de vapeur de mercure et d'acide carbonique ont fourni des résultats analogues, quoiqu'un peu moins nets. L'écart de la loi des moyennes est dans le même sens que pour les mélanges de gaz, dont l'un des éléments est l'argon ; mais, avec l'argon, les écarts étaient beaucoup plus importants.

12. On pouvait se demander ce qui arriverait si l'on mêlait l'argon et le mercure, tous deux monoatomiques. Je n'avais à ma disposition qu'un argon légèrement impur, dont les champs critiques étaient représentés par la formule

$$y = 66,7 \sqrt{p(p + 13,5)}.$$

Voici quelques-uns des résultats obtenus :

Pression de l'argon à 17° = 0cm,315

Température	Pression	Hg 0/0	y observé	y calculé	y différence
219°,5	3,126	82,89	1111	1023	— 88
240	6,361	91,24	1842	1688	— 154
Pression de l'argon à 17° = 5cm,600					
197	10,278	11,70	1513	990	— 523
221	13,312	28,33	2108	1581	— 527
Pression de l'argon à 17° = 11cm,025					
154	16,616	2,3	1468	1282	— 186
175	17,762	4,11	1810	1360	— 450
190	18,683	5,78	2045	1431	— 614

Ici les écarts sont énormes, c'est-à-dire à peu près aussi importants que pour les mélanges de l'argon avec un gaz polyatomique quelconque.

13. En étudiant le spectre de l'argon, avec une prise de gaz qui avait été manipulée sur la cuve à mercure à la température ordinaire, j'ai observé que les quatre raies du mercure, et notamment la raie bleue et la raie violette, avaient une intensité tout à fait comparable à celle des raies propres de l'argon, bien que la pression de l'argon fût de 20 centimètres et que celle de la vapeur de mercure ne pût dépasser un cinquantième de millimètre. Ainsi le mercure, en proportion très minime, impose ses raies à l'argon. Il tend aussi à im-

poser sa cohésion diélectrique, conformément à ce que j'ai déjà énoncé, pour d'autres cas, comme conclusion à mes études sur les mélanges de l'argon ([1]).

RECOMBINAISON ET DIFFUSION DES IONS GAZEUX;

Par M. LANGEVIN.

1° La connaissance exacte des lois relatives au déplacement et à la recombinaison des ions dans les gaz pour des pressions et des températures variées est de la plus haute importance, en particulier pour les progrès ultérieurs des théories de la décharge disruptive où ces ions jouent le rôle essentiel, pour l'étude des phénomènes de conductibilité des gaz chauds et des flammes, enfin pour la compréhension des faits météorologiques de plus en plus nombreux qui sont liés à la présence d'ions dans l'atmosphère.

La plus actuelle peut-être de ces applications, la théorie des phénomènes disruptifs, a fait récemment de tels progrès que M. Townsend ([2]), dans un travail récent, a pu calculer à quelques volts près les potentiels explosifs en s'appuyant sur l'étude du courant qui précède la décharge disruptive dans les gaz à basse pression. Ce phénomène préliminaire ainsi élucidé, la décharge disruptive qui lui succède modifie profondément la répartition du champ électrique dans le gaz ; des ions sont présents en quantité considérable, et le régime permanent qui s'établit dépend pour une large part de la loi suivant laquelle les ions de signes contraires se recombinent à la pression généralement très faible où l'étude de la décharge est particulièrement intéressante. Le fait qu'un tube de Lecher, où la décharge vient de passer, conserve pendant un temps relativement très long la possibilité de s'illuminer facilement dans un champ électrique, semble indiquer que cette recombinaison se produit beaucoup plus lentement aux basses pressions qu'à la pression ordinaire.

2° En effet, comme conséquence de déterminations directes du

([1]) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 605.
([2]) J.-S. Townsend, *Phil. Mag.*, décembre 1904.

rapport

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}$$

entre le coefficient de recombinaison des ions dans les gaz et le produit par 4π de la somme des mobilités des ions positifs et négatifs dans un champ électrique, j'ai obtenu [1] ce résultat qu'aux pressions inférieures à la pression atmosphérique le coefficient α varie sensiblement comme la pression du gaz. Ce résultat, d'accord avec des prévisions basées sur la théorie cinétique des gaz est en contradiction avec les expériences de M. Mc Clung [2], qui obtient un coefficient de recombinaison constant. Je voudrais montrer comment ces expériences sont entachées d'une grave cause d'erreur, par suite de la diffusion des ions vers les parois métalliques du récipient qui contient le gaz conducteur, et comment il est vraisemblable que les valeurs obtenues par M. Mc Clung aux faibles pressions $\left(\frac{1}{8}\right.$ d'atmosphère pour la plus petite$\left.\right)$ sont au moins quatre ou cinq fois trop fortes. De plus, la même observation s'applique aux mesures que le même auteur a publiées récemment [3] sur la variation du coefficient de recombinaison avec la température, de sorte que vraisemblablement la variation exacte, encore inconnue et qu'il serait de la plus grande importance d'établir de façon certaine, est beaucoup moins rapide que celle indiquée par M. Mc Clung;

3° La méthode qu'il emploie dans ses deux travaux, indiquée tout d'abord par M. Rutherford [4], consiste à ioniser le gaz placé entre deux lames métalliques parallèles au moyen de rayons de Röntgen, qui libèrent par unité de volume une quantité d'électricité q de chaque signe, mesurée par le courant de saturation qu'un champ intense permet d'obtenir entre les deux lames.

Laissant ensuite, en l'absence de champ, les ions s'accumuler jusqu'à ce qu'un régime permanent s'établisse par équilibre entre la production et la recombinaison, on obtient par unité de volume une densité n des charges de chaque signe telle que :

$$q = \alpha n^2;$$

---

(1) P. Langevin, *C. R.*, t. CXXXVII, p. 177; 1903.
(2) R. K. Mc Clung, *Phil. Mag.*, t. III, p. 283 ; 1902.
(3) R. K. Mc Clung, *Phil. Mag.*, t. VI, p. 655 ; 1903.
(4) Rutherford, *Phil. Mag.*, t. XLIV, p. 422 ; 1897.

n est mesuré par la quantité d'électricité qu'un champ intense établi brusquement peut extraire du gaz où le régime permanent s'est établi.

4° Or, dans les mesures de M. Mc Clung, le gaz était placé dans un récipient contenant des feuilles d'aluminium parallèles, distantes de 2 centimètres environ, et il est facile de montrer que, dans ce cas, la diffusion des ions vers les lames joue un rôle important dans le régime permanent, et fait disparaître des quantités d'électricité qui peuvent être *plusieurs fois supérieures* à celle que la recombinaison détruit.

Je supposerai, pour simplifier, que les ions des deux signes ont même coefficient de diffusion D, de sorte que, leur diffusion s'opérant suivant la même loi, il n'y aura en aucun point du gaz excès de charges d'un signe et, par suite, aucun champ électrique, si les lames parallèles sont maintenues au même potentiel.

Soit $2a$ la distance de ces lames ; la distribution des ions quand le régime permanent est établi est évidemment symétrique par rapport au plan médian M, et il suffit de connaître la densité n des charges libres de chaque signe pour chaque distance x comprise entre o et a. Au voisinage immédiat de la lame, pour $x = 0$, la diffusion maintient nulle la densité n ; soit n_0 la valeur maximum qu'elle prend au milieu M pour $x = a$. Dans aucun cas, sauf pour une vitesse de diffusion nulle, n_0 ne peut atteindre la valeur qu'elle prendrait sous l'action de la recombinaison seule :

$$n_1 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}.$$

Sous l'influence de la diffusion, chaque unité de surface d'un plan parallèle aux lames, d'abscisse x, est traversée dans le sens positif pendant l'unité de temps par une quantité d'électricité :

$$- \mathrm{D} \frac{dn}{dx}.$$

L'accroissement qui en résulte dans la tranche d'épaisseur dx est :

$$\mathrm{D} \frac{d^2n}{dx^2} dx,$$

qui s'ajoute à la production $q dx$ pour équilibrer la recombinaison

$\alpha n^2 dx$, d'où l'équation :

$$q + D\frac{d^2n}{dx^2} = \alpha n^2.$$

Pour intégrer cette équation, il suffit de l'écrire :

$$D\frac{d^2n}{dx^2} = \alpha n^2 - q,$$

et d'intégrer après multiplication par dn :

$$\frac{D}{2}\left(\frac{dn}{dx}\right)^2 = \frac{\alpha n^3}{3} - qn + C;$$

au milieu, pour $x = a$, on a $\frac{dx}{dn} = o$, ce qui donne, pour la constante C :

(1) $$C = qn_0 - \frac{\alpha n_0^3}{3},$$

$$dx = \frac{dn}{\sqrt{\frac{2}{D}\left(\frac{\alpha n^3}{3} - qn + C\right)}},$$

$$x = \int_0^n \frac{dn}{\sqrt{\frac{2}{D}\left(\frac{\alpha n^3}{3} - qn + C\right)}},$$

avec la condition, qui détermine la densité n_0 :

(2) $$a = \int_0^{n_0} \frac{dn}{\sqrt{\frac{2}{D}\left(\frac{\alpha n^3}{3} - qn + C\right)}}.$$

La perte d'ions par diffusion pour la moitié considérée de l'intervalle des lames est égale à ce qui traverse la surface de la lame pour $x = o$, c'est-à-dire :

$$D\left(\frac{dn}{dx}\right)_0 = \sqrt{2CD}.$$

La perte totale, tant par diffusion que par recombinaison, est égale à la production qa dans le volume considéré par unité de temps, de sorte que le rapport ρ de la perte par diffusion à la perte totale a pour valeur :

(3) $$\rho = \frac{\sqrt{2CD}}{qa}.$$

On peut, pour trouver ce rapport ρ en fonction des données D, q, α, prendre pour variable auxiliaire n_0, qui permet, par (1), (2), (3), de calculer a et ρ.

5° Pour simplifier les expressions, il est commode d'employer des *variables réduites* qui mettent plus nettement en évidence la fonction des données dont dépend le rapport ρ; ces variables réduites sont : d, que nous appellerons la *distance réduite :*

$$d = a\sqrt[4]{\frac{q\alpha}{4D^2}}, \qquad \xi = x\sqrt[4]{\frac{q\alpha}{4D^2}};$$

et la densité réduite ν :

$$\nu = \frac{n}{n_1} = n\sqrt{\frac{\alpha}{q}}.$$

On obtient alors les relations :

$$\xi = \frac{1}{2}\int_0^{\nu}\frac{d\nu}{\sqrt{\frac{\nu^3}{3} - \nu - \left(\frac{\nu_0^3}{3} - \nu_0\right)}}, \qquad d = \frac{1}{2}\int_0^{\nu_0}\frac{d\nu}{\sqrt{\frac{\nu^3 - \nu_0^3}{3} - (\nu - \nu_0)}}.$$

$$\rho = \frac{1}{d}\sqrt{\nu_0 - \frac{\nu_0^3}{3}};$$

ρ et d sont des fonctions de ν_0, de sorte qu'au total le *rapport cherché* ρ *de la perte par diffusion à la perte totale est fonction uniquement de la distance réduite d.* Pour trouver cette fonction, il suffit de calculer ρ et d pour une série de valeurs de ν_0 et de construire une courbe en portant d en abscisses et la valeur correspondante de ρ en ordonnées.

6° Avant d'indiquer comment peut s'effectuer le calcul de d en fonction de ν_0, il faut remarquer que la quantité intéressante au point de vue de la mesure du coefficient de recombinaison est la quantité totale d'électricité qu'extraira du gaz où le régime permanent existe un champ intense établi brusquement. C'est pour le demi-intervalle des lames :

$$Q = \int_0^a n dx = \int_0^{n_0}\frac{ndn}{\sqrt{\frac{2}{D}\left(\frac{\alpha n^3}{3} - qn + C\right)}},$$

de sorte que la densité apparente par unité de volume sera :

$$n' = \frac{Q}{a},$$

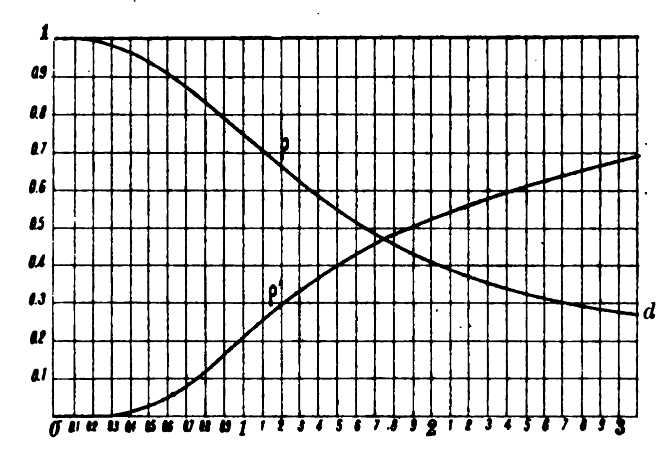


FIG. 1.

et on obtiendra le coefficient de recombinaison apparent α' (celui que donne M. Mc Clung) en admettant que, sous cette densité apparente, la destruction est due tout entière à la recombinaison :

$$q = \alpha' n'^2 = \alpha' \frac{Q^2}{a^2},$$

et le rapport du coefficient *vrai* α au coefficient apparent α' est :

$$\rho' = \frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{\alpha Q^2}{aq^2};$$

ρ' *ne dépend aussi que de la distance réduite* d, car on peut l'exprimer en fonction de celle-ci et de ν_0 par :

$$\rho' = \frac{1}{4d^2}\left[\int_0^{\nu_0} \frac{\nu d\nu}{\sqrt{\frac{\nu^3 - \nu_0^3}{3} - (\nu - \nu_0)}}\right]^2.$$

Il est facile de déduire des définitions qu'on a toujours :

$$\rho' < 1 - \rho$$

et qu'aux grandes valeurs de la distance réduite d on a sensiblement

$$\rho' = 1 - \rho.$$

De plus, pour les grandes valeurs de d, il est facile d'obtenir une expression approchée de ρ et, par suite, de ρ', une valeur asymptotique des fonctions ρ et ρ'. En effet, quand d est grand, c'est-à-dire quand le coefficient de diffusion D est faible, la densité n des charges prend au milieu de l'intervalle et sur une grande étendue de part et d'autre sensiblement la valeur n_1, l'effet de la diffusion n'étant sensible qu'au voisinage immédiat des lames métalliques; ceci revient à faire $\nu_0 = 1$.

On obtient :

$$\rho = \frac{1}{d}\sqrt{\frac{2}{3}}$$

et

$$\rho' = 1 - \frac{1}{d}\sqrt{\frac{2}{3}}.$$

7° Pour obtenir la relation exacte entre ρ, ρ' et d, il faut calculer les intégrales elliptiques figurant dans les expressions de d et de ρ'. Je ne donnerai pas le détail des calculs qui permettent de les ramener à la forme canonique et de les déduire des tables de Legendre où figurent les fonctions :

$$F_\theta(\varphi) = \int_0^\varphi \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \sin^2\theta \sin^2\varphi}}$$

et

$$E_\theta(\varphi) = \int_0^\varphi \sqrt{1 - \sin^2\theta \sin^2\varphi}\, d\varphi$$

pour les diverses valeurs de θ et de φ.

On aura :

$$d = \sqrt[4]{\frac{3}{4 - \nu_0^2}}\left[F_\theta\left(\frac{\pi}{2}\right) - F_\theta(\varphi)\right]$$

avec :

$$\sin^2\theta = \frac{1}{2}\left[1 + \sqrt{\frac{3\nu_0^2}{4 - \nu_0^2}}\right] \quad \text{et} \quad \sin^2\varphi = \frac{3(2 - \nu_0^2) - \nu_0\sqrt{3(4 - \nu_0^2)}}{6(1 - \nu_0^2)},$$

et ρ' a pour valeur :

$$\frac{1}{4d^2}\left[\int_0^{\nu_0}\frac{\nu d\nu}{\sqrt{\frac{\nu^3-\nu_0^3}{3}-(\nu-\nu_0)}}\right]^2$$

$$=\left[\sqrt{3(4-\nu_0^2)}\left(1-\frac{E_1\left(\frac{\pi}{2}\right)-E_1(\varphi)}{F_1\left(\frac{\pi}{2}\right)-F_1(\varphi)}\right)-\frac{\nu_0+\sqrt{3(4-\nu_0^2)}}{2}\right]^2.$$

Je remercie M. Moulin, mon préparateur, d'avoir bien voulu effectuer les calculs numériques consécutifs qui ont conduit à construire les courbes représentant ρ et ρ' en fonction de d. Aux valeurs de d notablement plus grandes que celles indiquées sur les courbes, on peut sensiblement admettre l'exactitude des valeurs asymptotiques données plus haut.

8° Il est facile d'appliquer ces résultats aux expériences de M. Mc Clung. Des nombres qu'il donne dans son premier Mémoire, je déduis les valeurs suivantes pour les expériences faites à la pression atmosphérique :

$$a = 1 \text{ centimètre},$$
$$q = 0{,}8 \times 10^{-2} \text{ unités électrostatiques par centimètre cube et par seconde.}$$

En adoptant pour α la valeur 3200 ([1]), que j'ai donnée, et pour D la valeur 0,4, intermédiaire entre celles que M. Townsend a obtenues ([2]) pour les ions positifs et négatifs, on obtient pour la distance réduite :

$$d = 8 \text{ environ},$$

et d'après la valeur asymptotique :

$$\rho' = 0{,}9.$$

La valeur 3384 obtenue par M. Mc Clung serait ainsi trop forte d'un dixième environ, et la correction faite donne environ 3100, valeur très voisine de 3200.

L'erreur ainsi commise, relativement peu importante à la pression atmosphérique, s'exagère énormément aux faibles pressions. Admet-

(1) P. Langevin, *Ann. Chim. Phys.*, 7e série, t. XXVIII, p. 437.
(2) J.-S. Townsend, *Phil. Trans.*, A. 193, p. 129 ; 1900.

tant en effet que l'ionisation q, pour le même rayonnement, soit proportionnelle à la pression, que α varie aussi, comme je l'ai montré, dans le même rapport, D étant d'autre part, d'après les expériences de M. Townsend (1), inversement proportionnel à la pression, il en résulte que d varie comme la pression, et que, pour 0,125 atmosphère, pression minimum employée par M. Mc Clung, on aura :

$$d = 1,$$

d'où, d'après la courbe :

$$\rho' = 0{,}2,$$

c'est-à-dire que le coefficient obtenu par M. Mc Clung serait *cinq fois trop grand ;* si l'on tient compte d'ailleurs de la diffusion qui pouvait se produire non plus vers les lames, mais vers le gaz entourant le faisceau conique de rayons, source de l'ionisation, et qui agit dans le même sens que la diffusion vers les lames, si l'on tient compte de l'incertitude de corrections faites sur des données approximatives, on pourra considérer comme tout à fait vraisemblable, que le résultat soit huit fois trop grand au lieu de l'être cinq fois, et que le coefficient α, au lieu de rester constant entre 1 atmosphère et $\frac{1}{8}$, varie en réalité, comme je l'ai indiqué, proportionnellement à la pression.

9° Les données numériques me manquent pour appliquer une correction analogue aux mesures relatives à la variation de α avec la température ; mais il est vraisemblable, étant donné que les mobilités des ions et par suite leurs coefficients de diffusion augmentent très vite avec la température, — au point que, dans les flammes, la mobilité des ions négatifs est au moins mille fois plus grande qu'à la température ordinaire, — que, toutes choses égales d'ailleurs, la distance réduite d diminue rapidement quand la température s'élève, en même temps que l'erreur commise sur α augmente.

La forme des courbes montre nettement que, pour des valeurs de d qui ne sont pas beaucoup inférieures à l'unité, ρ' devient très petit, et par suite l'erreur sur α devient énorme, la presque totalité de la disparition des charges libérées dans le gaz étant due à la diffusion.

10° Pour diminuer l'erreur, il importe d'augmenter ρ' en choisissant pour d, c'est-à-dire pour q et a, des valeurs aussi grandes que

(1) J.-S. Townsend, *Phil. Trans.*, A. 195, p. 259 ; 1900.

possible, l'accroissement de a étant le plus important, puisque q ne figure dans d que par sa racine quatrième. L'accroissement de a est limité par la difficulté de recueillir instantanément tous les ions présents dans le gaz, quand le régime permanent s'est établi, puisqu'un champ intense est nécessaire et que la différence de potentiel correspondante augmente rapidement avec a. J'ai montré en effet [1] que, si la quantité Q_0 est présente dans le gaz au moment où l'on établit le champ X correspondant à une densité superficielle σ, la quantité Q recueillie par les lames est donnée par :

$$\frac{\varepsilon Q}{\sigma} = L\left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}\right),$$

ε ayant la signification indiquée au début et représentant le rapport du nombre des recombinaisons entre des ions de signes contraires au nombre de leurs collisions. L'erreur relative commise sur Q_0 est donc en première approximation $\frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}$, ce qui conduit, si l'on consent une erreur donnée, à prendre σ proportionnel à Q_0. Or, si l'intensité q d'ionisation est constante, Q_0 est proportionnel à α, σ et X également ; donc la différence de potentiel à employer est proportionnelle à a^2.

11° Un autre moyen de tourner la difficulté consiste à remarquer *que le régime permanent correspondant à la recombinaison s'établit en général beaucoup plus vite que celui de diffusion.* En effet, le régime permanent de recombinaison est déterminé par l'équation

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 \tag{4}$$

et l'intégrale de cette équation fait figurer l'exponentielle de $2t\sqrt{q\alpha}$, de sorte que le temps nécessaire à l'établissement du régime permanent est de l'ordre de :

$$T = \frac{1}{2\sqrt{q\alpha}}.$$

Pour étudier le régime variable de diffusion, nous supposerons que celle-ci agit seule. L'équation du régime variable, qui sera en général :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = q - \alpha n^2 + D\frac{\partial^2 n}{\partial x^2},$$

(1) P. LANGEVIN, *Ann. Chim. Phys.*, 7e série, t. XXVIII, p. 437.

se réduit à l'équation aux dérivées partielles :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = q + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2},$$

la solution devant satisfaire aux conditions suivantes :

Pour $t = 0$, $n = 0$, quel que soit x,
Pour $x = 0$, $n = 0$, quel que soit t,
Pour $x = a$, $\frac{dn}{dx} = 0$, quel que soit t.

Cette solution s'obtient par la méthode ordinaire, qui donne :

$$(5) \qquad \sum_{K=0}^{K=\infty} A_k \left[1 - e^{-\frac{(2K+1)^2 D\pi^2}{4a^2} t}\right] \sin \frac{(2K+1)\pi}{2a} x.$$

La constante A_k se détermine par le développement en série trigonométrique de la fonction :

$$\frac{q}{D} x \left(a - \frac{x}{2}\right) = \Sigma A_k \sin \frac{(2K+1)n}{2a} x.$$

L'établissement du régime permanent de diffusion correspond aux exponentielles qui figurent dans l'expression (5). Celle de ces exponentielles qui disparaît le plus lentement est la première, pour $K = 0$; de sorte que la durée du régime variable de diffusion est de l'ordre de :

$$T' = \frac{4a^2}{\pi^2 D}.$$

Le rapport des durées d'établissement des régimes permanents de recombinaison et de diffusion est donc :

$$\frac{T}{T'} = \frac{\pi^2 D}{8a^2 \sqrt{q\alpha}} = \frac{\pi^2}{32 d^2},$$

d étant la *distance réduite* que l'on cherche à rendre aussi grande que possible pour rendre la recombinaison prédominante.

Ce rapport prendra donc des valeurs notablement inférieures à l'unité et l'on pourra gagner beaucoup, diminuer beaucoup la correction de diffusion, en ne laissant pas le régime permanent s'établir complètement. On laissera la radiation agir pendant un temps connu t de l'ordre de T, et par conséquent assez inférieur à T' pour

que la diffusion ne joue pas encore de rôle appréciable, et on mesurera, comme dans la méthode de Rutherford, la densité n des ions accumulés au bout de ce temps t. α se calculera par la relation suivante, déduite de l'équation (4) :

$$q = \alpha n^2 \left[\frac{e^{2t\sqrt{q\alpha}} + 1}{e^{2t\sqrt{q\alpha}} - 1}\right]^2,$$

qui, pour t infini, prend la forme employée parM. Mc Clung :

$$q = \alpha n^2.$$

Conclusion.

12° L'indépendance, observée par M. Mc Clung, du coefficient de recombinaison des ions et de la pression du gaz, est certainement inexacte à cause d'une influence de la diffusion des ions, qui peut devenir prépondérante aux faibles pressions ou aux températures élevées.

Les corrections approximatives qu'on peut faire subir de ce chef aux résultats de M. Mc Clung les rapprochent beaucoup de ceux que j'ai déduits de mes expériences sur la mesure de ε et qui correspondent, au-dessous de la pression atmosphérique, à un coefficient de recombinaison proportionnel à la pression.

L'accroissement rapide de la recombinaison avec la température, obtenu également par M. Mc Clung, est entaché de la même cause d'erreur.

Enfin il est possible d'atténuer beaucoup l'influence perturbatrice de la diffusion en ne laissant pas le régime permanent s'établir et en profitant de ce fait qu'en général le régime variable de diffusion durera beaucoup plus longtemps que celui de recombinaison.

SUR LA FONCTION PHOTOGRAPHIQUE

Par M. ADRIEN GUÉBHARD [1].

Vues générales. — Dès les premières observations faites sur la *fonction photographique*, c'est-à-dire sur l'aptitude de certaines substances à subir, sous certaines influences, de l'ordre des radiations, des modifications visibles de leur surface, il fut remarqué que cette fonction, bien loin d'être régulièrement et indéfiniment croissante, présentait un maximum, au delà duquel elle tendait à retomber à zéro.

La forme précise de la courbe représentative n'a pas encore été sûrement établie, et il est hors de doute qu'elle varie suivant les modalités respectives d'énergie excitatrice ou réceptrice mises en jeu. Mais le fait seul de l'existence d'un changement de signe de la dérivée suffit à faire comprendre comment, lorsqu'une action photographique, d'ailleurs quelconque, se superpose à une autre, quelconque elle-même, elle peut, soit « continuer » celle-ci dans le sens de la croissance, si le maximum n'est pas atteint, soit, en apparence, la « détruire », si le maximum est dépassé, soit, enfin, paraître indifférente, « neutre », en négatif ou en positif, si elle correspond soit à un plateau maximal, soit au voisinage du minimum suivant.

De même on conçoit que, s'il se juxtapose, sur une même surface, des actions d'intensités très différentes, correspondant, les unes à la période d'ascension, les autres à la chute de la courbe, celles-ci doivent donner des images régressives, « inversées » par rapport aux autres.

Ainsi, sans plus, s'éclaircissent immédiatement tous les faits dits de « continuation », de « destruction », de « renversement », qui, sous les explications les plus extraordinaires et les plus contradictoires, encombrent la littérature des sels d'argent et y font persister un vocabulaire trompeur sous lequel disparaît la claire simplicité d'une loi très générale, applicable à toutes les modalités physiques de la sensibilité de surface, depuis les images de Moser et les *thermographies* de Hunt jusqu'aux rayons X, en passant par la phosphoroscopie (où il serait peut-être temps qu'on la mît en compte), dominant la photographie sous toutes ses formes (action de la lumière sur les résines, le soufre, comme sur les sels métalliques, etc.), pour aboutir

[1] Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 3 février 1905.

peut-être aux modes les plus divers de la sensibilité physiologique, qui, eux aussi, de la surexcitation passent à l'anesthésie.

Malheureusement, suivant que le photographe est ou chimiste ou physicien, ou ni l'un ni l'autre, on le voit attribuer soit à la vertu de tel bain, soit au pouvoir spécifique de telle vibration, soit à une circonstance insignifiante quelconque, le même accident, qu'un autre opérateur, ou parfois le même en une autre occasion, rattache à une raison tout opposée. Aucun, du reste, n'arrive à reproduire identiquement, en se basant exclusivement sur la circonstance donnée comme primordiale, la particularité, soit de « continuation », soit de « destruction » ou de « renversement », dont est loin d'être soupçonnée la connexité, non seulement avec celles dont les noms seuls semblent proclamer l'antagonisme, mais encore avec celles, toutes pareilles, que d'autres ont obtenues.

Aussi est-ce un sentiment véritablement pénible qui se dégage d'une incursion rétrospective dans cette abondante bibliographie spéciale (1), et un soulagement intense quand, sous l'impérieux besoin d'un peu de clarté, apparaît le lien logique de l'unique circonstance réellement commune à toute cette variété opératoire (2) : la superposition additive de divers modes d'énergie, ou physique, ou chimique, rattachant tous les cas particuliers, sans exception, à la loi fondamentale.

Influence du bain développateur. — Il est vrai que cette loi avait besoin elle-même d'être auparavant complétée, sinon dans ses détails, au moins dans sa généralité. S'il était bien connu, en effet, quoique, peut-être, insuffisamment formulé, que, par son facteur physique (la lumière), la fonction photographique, partie de zéro, revenait vers zéro, en passant par un maximum, rien de général, et pas grand'chose

(1) Un aperçu s'en retrouve dans la première partie de mon mémoire *Sur l'Inversion* (*Rev. des Sciences photographiques*, I, p. 257-269, 2 pl. ; 1904).

(2) Ce qui fait la difficulté du problème photographique, c'est la multiplicité des variables qui s'y mêlent. Aussi la première régle expérimentale devrait-elle être de réduire au rôle de constantes fixes et connues toutes celles dont on ne veut pas étudier la variation. Comment prétendre découvrir « les actions chimiques de la lumière » si on laisse aux actions physiques toute leur incertitude ? Pour préciser celles-ci, mon principal souci fut d'éliminer les autres et spécialement de rendre constante et comparable l'action du bain, par l'usage du développement lent qui, tout en réduisant considérablement les chances d'erreur de temps, supprime presque celles de variabilité chimique, si l'on choisit une solution peu altérable, comme : eau 1000, sulfite de soude anhydre 10, métoquinone 1 ; une durée fixe point exagérée : 1 heure ; une température moyenne : 15° ; et si l'on a soin de répartir en positions symétriques les phototypes par demi-douzaines, dans les cuves verticales.

de particulier, n'était connu relativement à l'intervention du second facteur, souvent principal : le bain dit *révélateur* ou *développateur*.

Tout au plus les praticiens savaient-ils qu'en prolongeant la durée ou exagérant l'intensité de son action, l'on arrivait parfois à diminuer au lieu d'augmenter les noirs du cliché. Même, s'il s'agissait, sur gélatino-bromure, de valeurs d'impression très grandes, qui, fixées avant révélation, eussent donné un négatif direct, le bain, très vite, retournait celui-ci en positif, donnant, aux points les plus éclairés, des transparences parfois toutes pures.

Des observations méticuleuses avaient bien constaté que cette chute des noirs n'était pas directe, ni semblable pour tous, mais précédée d'une ascension, d'autant plus longue que l'impression avait été moins grande. Enfin l'on savait aussi qu'il n'y a pas de surface sensible, si peu impressionnée qu'elle soit, qui ne finisse par noircir dans un bain suffisamment fort ou suffisamment prolongé ; d'où le fatal *état neutre* de développement, voile de deuil du cliché.

Moins connu était ce fait, que l'adjonction, même à très faible dose, de certains renforçateurs dans le bain, une goutte de nitrate d'argent, d'hyposulfite de soude, etc., pouvait produire presque instantanément le même effet d'*inversion* du cliché qu'une exposition supplémentaire, même très courte, à une lumière, même faible, comme celle du verre jaune.

Mais tout à fait inattendue fut la constatation (1) que cette inversion pût être obtenue, même avec un bain très faible, pourvu qu'en fût seulement prolongée assez la durée.

Essayant de synthétiser toutes ces données éparses, et les nouvelles qu'apportait l'inversion par sur-développement, j'arrivai au diagramme suivant (*fig.* 1) qui, sans prétendre à une rigueur numérique, impossible à réaliser en l'espèce (2), rendait compte synoptiquement

---

(1) A. Guébhard, *Sur l'inversion de l'image* sous-*posée*, *par* sur *développement lent*. (*Bull. Soc. fr. de Photographie*, 2e série, XIX, p. 64-66 ; 1903.)

(2) La figure que je donnerais aujourd'hui différerait déjà notablement, pour la forme individuelle des courbes vers leurs extrémités, du schéma provisoire que j'avais donné dans mon premier *Essai de représentation de la loi du développement photographique en fonction de la durée* (*C. R. Ac. Sc.*, CXXXVIII, p. 491 ; 22 février 1904). Car la conclusion même de la présente étude, réformant les données de MM. Lumière sur lesquelles j'avais tablé, m'obligerait à modifier l'allure lointaine du faisceau ; et, d'autre part, l'utilisation du soleil du Midi m'a porté à croire que j'avais aux courbes des excitations les plus grandes attribué les longs plateaux qui appartiennent réellement aux excitations simplement grandes de

de tous les faits alors à ma connaissance, relativement à l'influence du temps de développement sur le noircissement, pour des valeurs diverses de l'excitation physique.

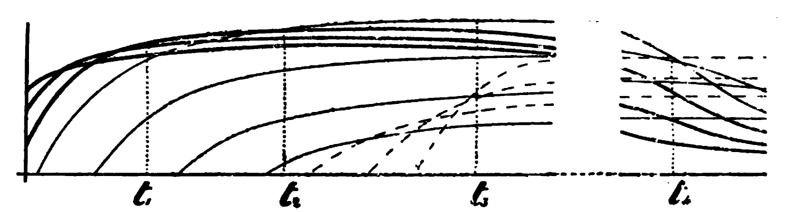


Fig. 1. — Graphique synoptique de la marche du noircissement en fonction de la durée du développement, pour diverses valeurs de l'impression.

Or il suffit de le rapprocher de la courbe (*fig.* 2) également schématique, et à peine un peu mieux étayée de trop rares données numériques, qui essaie de symboliser la fonction photographique elle-

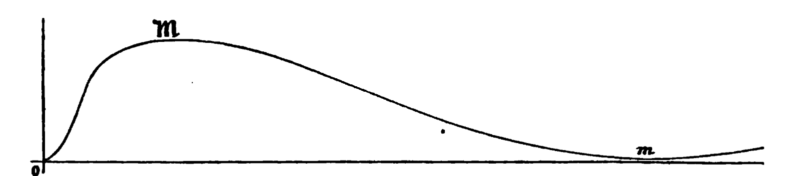


Fig. 2. — Schéma symbolique de la fonction photographique ou des altérations de surfaces en fonction de la somme de leurs causes.

même (1) ; et l'on arrive tout de suite à cette idée, qui, émanée pour moi du rapprochement d'une multitude, en apparence hétéroclite, de faits dépouillés, s'est imposée inéluctablement même aux observateurs les plus éloignés de toute vue générale, amenés à qualifier de

---

l'usage courant. Les courbes de la solarisation devraient avoir une ascension et une chute encore plus rapides. Mais, tel qu'il est, ce graphique a suffi, non seulement à représenter certaines circonstances inattendues du développement, mais encore à expliquer des faits nouveaux, tels que le *silhouettage photographique* (*C. R. Ac. Sc.*, CXL, p. 715), jusque dans des détails que, sous le couvert de simples contradictions verbales, on avait prétendu lui soustraire (*C. R. Ac. Sc.*, CXL, p. 785). Aussi me paraît-il préférable d'attendre, pour le rectifier, d'avoir pu multiplier des observations que, malheureusement, l'urgence d'une autre étude qui me retient loin de Paris m'empêche de réaliser, et que mon seul but actuel est de tâcher de provoquer, fût-ce à titre rectificatif, de la part d'autres physiciens, mieux en mesure.

(1) Rigoureusement, il faudrait autant de diagrammes divers de faisceaux de courbes qu'il y a de modalités d'énergie soit excitatrice, soit réceptrice.

« développement » certaines « actions continuatrices » de certaines radiations : à savoir, que s'il y a, pour chaque modalité d'énergie excitatrice, une courbe particulière du noircissement, toutes ces courbes demeurent de même famille, sans qu'il y ait de différence fondamentale entre celles de l'énergie physique, dite excitatrice, et de l'énergie chimique, dite développatrice ou même révélatrice, les unes et les autres ne faisant que s'ajouter, pour donner, chacune avec son coefficient propre, des résultats toujours additifs, uniquement dépendants d'une sommation algébrique et non d'une opposition physique d'énergies ([1]).

Quelques exemples particuliers vont préciser ces considérations générales.

« *Continuation* ». — Lorsque, sur un phototype impressionné, l'on fait agir une lumière assez atténuée pour être incapable de vaincre par elle-même l'inertie de départ de la surface sensible, il va de soi que cette action, quelque prolongée qu'on la suppose, laissera intactes toutes les portions du phototype demeurées en deçà de ce seuil, mais « continuera » toutes les parties déjà mises en route, et les poussera chacune soit vers le maximum de sa montée, si elle en était loin, soit au delà, si elle en était proche.

De là les contradictions qui surgirent dès les premières observations faites par Daguerre lui-même, par Claudet, Lerebours, E. Becquerel, etc., et, en dernier lieu, par M. P. Villard ([2]), sur l'action, dite tantôt *continuatrice* et tantôt *destructrice*, des verres rouges ou jaunes, dont tout le rôle consiste à arrêter les radiations d'activité supérieure au minimum de démarrage, pour laisser uniquement passer, pendant une durée qui compensera leur faiblesse, des rayons auxquels Edmond Becquerel lui-même ne perdit jamais une occasion de dénier la vertu spécifique que semblaient leur attribuer des épithètes dont l'une au moins l'avait eu pour auteur.

Est-il utile d'ajouter — cela a été constaté par tous les observateurs sans parti pris ([3]) — que toute autre source lumineuse suffisam-

---

([1]) Pour ne rien omettre, il y aurait lieu de porter en compte, dans la totalisation des énergies coefficientes, celle qu'emportent de l'officine du fabricant les préparations sensibles, dont la présumée constance n'existe même pas entre les divers points d'une même plaque (H. Bouasse). Avec une très grande justesse de vues, qui ne se retrouve pas toujours lorsque l'emporte son rôle de compilateur, Eder assimile l'opération de la *maturation* des émulsions à une sorte de voilage préalable dû à l'action de la chaleur au lieu de la lumière.

([2]) *Soc. de Physique*, 2 et 16 décembre 1904.

([3]) Biot et Arago eux-mêmes, dans leur rapport sur la première communication

ment atténuée, fût-ce de l'autre extrémité du spectre, peut remplir, à quelques nuances de modalité près, le même rôle, en un temps convenablement proportionné? Si l'on réussit mieux avec l'extrémité la moins actinique, c'est qu'elle est plus facile à rendre inoffensive pour les blancs, lesquels on n'arrive d'ailleurs à faire respecter ensuite par les révélateurs, que par un artifice analogue d'atténuation.

M. P. Villard fait très justement remarquer (1) que ce mode de « continuation » n'est pas autre chose qu'un vrai « développement », et cette confirmation de l'assimilation qu'avaient formulée maints autres observateurs constitue un argument important en faveur de l'unification énergétique que nous nous efforçons d'établir entre les deux facteurs concurrents, physique et chimique, se *continuant* simplement l'un l'autre, dans l'acte photographique.

Voilage. — Au lieu de demander *a posteriori* à une lumière atténuée (*Nachbelichtung*) la *continuation* d'une action qu'il est bien plus simple de laisser se *continuer* toute seule, il sembla naturel, dès l'origine de la photographie, de recourir à une légère exposition préliminaire (*Vorbelichtung*) pour vaincre l'obstacle de la première inertie et déduire ainsi, du temps de pose ultérieur, tout celui qu'il faudrait perdre à franchir le seuil de départ. Heureusement celui-ci était assez élevé, à l'époque, pour n'être point trop souvent outrepassé par un élan disproportionné (2).

Mais l'usage s'établit si bien de regarder cette pratique comme un simple complément de la sensibilisation, que nul ne s'avisa jamais de se méfier de l'énorme disproportion de cette intervention préalable (3) de la « lumière diffuse » avec la brève intervention efficace de

d'Edmond Becquerel, disaient que la lumière d'une lampe de Locatelli pouvait, aussi bien que les rayons rouges du soleil, *continuer*, plutôt que détruire, une impression commencée.

(1) P. Villard, *Sur les actions chimiques de la lumière* (*Soc. fr. de Physique*, 2 décembre 1904). — Par contre, on ne saurait admettre l'objection à laquelle se bute cet auteur, comme quoi un agent incapable de commencer à lui seul une action physique ne saurait s'ajouter à un autre pour continuer cette même action une fois commencée. Les exemples physiques qu'on pourrait objecter à cette argumentation sont trop nombreux et trop élémentaires pour qu'il y ait lieu de les spécifier.

(2) Le fait seul que la plaque daguerréotype se manipulait couramment à la lumière d'une flamme de bougie, donne la mesure de ce qu'on pouvait se permettre alors impunément, comme voilage, tout en profitant souvent inconsciemment de cette auxiliation méconnue.

(3) Il va de soi que cette opération, pratiquée *pendant* la pose, aboutirait au même résultat. Ce serait un chapitre d'histoire, et non le moins amusant, de l'esprit gratuitement complicateur de certains inventeurs, que d'énumérer les arti-

la lumière diaphragmée et géométrisée, ni surtout de l'énorme indétermination de ce facteur variable, auquel on demandait un instrument présumé constant.

Aussi fut-ce la principale origine de toutes les incohérences d'où est sortie la néfaste logomachie dont il paraît si difficile, encore aujourd'hui, de déblayer le terrain. Que de forces vives ne s'y sont pas perdues! Rien de clair ne sortit jamais de ce fatras de cas innombrables, et nous passerons sans insister sur le détail de faits qu'aucun auteur, autrement que par hasard, ne réussit à répéter identiquement deux fois.

Photographies spectrales. — Un point cependant mérite d'être relevé, à cause de l'importance de ses conclusions devenues presque classiques. C'est celui des photographies spectrales et des comparaisons de sensibilité des surfaces, faites avec la plaque voilée, c'est-à-dire avec un instrument de comparaison non comparable avec lui-même, altéré toujours, dans une mesure indéterminée, épuisé souvent et totalement amorti ou interverti dans sa sensibilité.

Dans le but louable de faire apparaître les extrémités du spectre qui, presque inactives par elles-mêmes, ont besoin d'un énorme renfort pour arriver à marquer leur impression dans le temps ordinaire de pose (1), on donnait à tous les points de la plaque une première impression, telle qu'à peine le violet y avait-il ajouté la sienne le maximum était, pour lui, atteint, puis dépassé, de sorte que, pendant la lente et pénible ascension des extrémités, sa chute encore se précipitait : d'où, au développement, une apparence de minimum à la place exacte du maximum vrai, et deux apparences de maxima errants, qui s'écartaient avec la prolongation ou de la pose, ou du développement, ou du voilage.

Comment se peut-il qu'en voyant, dans l'espace du prétendu mini-

---

fices imaginés pour permettre à la chambre noire d'opérer automatiquement, dans ses arcanes, cette *Nebenbelichtung*, si facile à réaliser hors d'elle.

(1) Ce n'est d'ailleurs qu'affaire de temps, et sans parler d'une foule d'auteurs récents, tels que H.-W. Vogel (*Phot. Mittheil.*, XV, 47; 1878), Abney (*Phot. News*, p. 302; 1878), Lüppo-Cramer (*Wiss. Arb. auf dem Geb. d. Phot.*, p. 53, 8°, Halle-a-S.; 1902), etc., E. Becquerel lui-même insiste fréquemment sur ce que le rouge et l'infra-rouge, en y mettant le temps, montrent la même faculté *excitatrice* que le violet. Même en phosphorescence, l'extinction est toujours précédée d'un instant de surexcitation. Et cependant n'est-ce pas là que des apparences mal scrutées justifieraient le mieux l'emploi du mot *destruction*, tel qu'on essaie aujourd'hui de le remettre en honneur?

mum, apparaître, avec le spectre solaire, des raies *en positif* (1), tandis qu'elles restaient négatives dans les deux autres plages, et « amphitypes » entre deux ; et puis qu'en constatant qu'une impression directe, sans voilage, donnait, en pose normale, une image toute contraire, et seulement en pose suffisamment exagérée une image analogue ; et qu'enfin aucune tentative n'arrivait à fixer la position des pseudo-maxima ; comment se fait-il que des esprits aussi élevés que Draper (2), Herschel (3), E. Becquerel (4), etc., au lieu de faire le simple retour indiqué vers la propriété, *déjà connue*, de la courbe fonctionnelle, aient usé tant d'efforts à rechercher, par ce procédé trompeur, les réactions spectrales des surfaces, et à représenter en de nombreuses planches des données dont eux-mêmes constataient l'instabilité ?

Le seul procédé sûr pour connaître exactement le vrai maximum d'action d'un spectre sur une surface devrait consister, au contraire, à prendre, sur la surface intacte, des impressions échelonnées, soit comme intensité, soit comme durée, et à noter la première apparition d'une tache négative. Avec le voilage, on a un excellent procédé pour étendre l'image aux extrémités ; mais ce n'est qu'en le pratiquant lui-même par échelons qu'il sera permis de tirer quelques déductions des apparences observées, et encore à condition de les savoir renverser où il faut.

Il y aurait, de ce fait, toute une étude à reprendre (5), pour vérifier s'il y a réellement d'une substance à une autre les différences de propriétés actiniques indiquées par les anciens observateurs, ou seulement des différences corrélatives soit de la réponse vibratoire intra-

---

(1) Foucault et Fizeau, *Observations sur l'action des rayons rouges sur la plaque daguerrienne* (*C. R. Ac. Sc.*, XXIII, p. 680 ; 1846).

(2) J.-W. Draper, *On certain spectral appearances and on the discovery of latent light* (*Phil. Mag.*, 3e série, XXI, p. 348 et 453 ; 1842, etc.).

(3) J.-F.-W. Herschel, *On the action of the rays of the solar spectrum on the Daguerréotype plate* (*Phil. Mag.*, 3e série, XXII, p. 120 ; 1843).

(4) Edm. Becquerel, *Des effets produits sur les corps par les rayons solaires* (*Ann. de Physique et Chimie*, 3e série, IX, p. 257-331, Pl. III ; 1843).

(5) Toutes ces considérations s'appliquent *a fortiori* à la phosphoroscopie ; nul doute que la durée d'exposition préalable de la surface sensible n'y joue un rôle aussi important, et aussi injustement négligé, que le *voilage* des expériences précitées. Il est à souhaiter qu'en ôtant à cet important facteur son caractère d'incertitude et en le ramenant strictement au rôle de constante d'expérience, on arrive, avec le procédé des expositions échelonnées, à donner aux très belles recherches d'E. Becquerel la formule synthétique précise qui paraît encore leur faire défaut.

moléculaire — ce qui nous rapprocherait singulièrement de toutes les questions qu'a mises à l'ordre du jour le radium, soit simplement des pouvoirs absorbants — ce qui réduirait définitivement le problème de l'orthochromatisme à celui des spectres d'absorption, et ferait dépendre uniquement des valeurs de λ l'effet de la lumière sur toutes les substances, simplement différenciées les unes des autres par des coefficients numériques de sensibilité.

Solarisation. — Dès que les rayons du soleil atteignent directement la plaque, il suffit d'un temps extrêmement court pour que toute la convexité de la courbe soit parcourue et redescende de son maximum vers le minimum.

Toutes les valeurs, alors, se montrent *inversées*, et le phototype devient positif dans les parties corrélatives : d'où le nom de *solarisation* donné à l'état de la plaque correspondant à la partie descendante de la courbe fonctionnelle.

L'idée devait se présenter de suite, mais c'est en vain qu'on essaya de la rendre pratique, d'obtenir ainsi des *positifs directs*, dits encore *contre-types*, ou phototypes inversés en valeurs et non en positions, indispensables pour l'industrie des reproductions à la presse. Effectivement, quels résultats comparables pouvait-on obtenir en s'obstinant à recourir (1), au lieu des sources lumineuses facilement graduables et largement suffisantes des laboratoires, à l'aléatoire « lumière diffuse », dont le moindre nuage qui passe et la moindre fraction de seconde qui s'écoule suffisent à changer du tout au tout les effets?

D'ailleurs un coup d'œil au schéma (*fig.* 1) suffit à faire comprendre comment il n'est jamais possible de retrouver dans l'inversion la gamme véritable des valeurs dans son ordre de proportion et presque impossible d'y retrouver, à la place des plus grands noirs, des blancs purs.

Les au-delà. — D'après des expériences de MM. A. et L. Lumière(2), il semblait même que ce zéro ne pût jamais être atteint et que la courbe photographique (à vrai dire, très inexactement dessinée par eux) dût finir en parallèle à une petite distance de l'axe. Et quoique ces auteurs donnassent dès lors l'explication très simple de l'inversion que je n'ai fait que reproduire, ils mettaient sur le compte des par-

---

(1) H. Reeb, *Contre-types par surexposition* (*Bull. Soc. fr. de Photographie*. 2e série, XVIII, p. 431; 1902).

(2) A. et L. Lumière, *les Phénomènes d'inversion de l'image photographique* (*Bull. Soc. fr. de Photographie*, série, IV, p. 209; 1888).

ticularités du développement le fait, cité par M. Janssen[1], qu'on obtient, en photographiant, pour des poses croissantes, le Soleil au ciel : 1° l'image négative ordinaire; 2° un premier *état neutre*, la plaque devenant uniformément obscure *sous l'action du révélateur;* 3° une image *positive ;* 4° un second *état neutre*, opposé au premier, et où la plaque devient uniformément claire sous l'action du révélateur; 5° une deuxième *image négative*, semblable à l'image ordinaire, mais en différant par les états intermédiaires dont elle est séparée et par l'énorme différence d'intensité lumineuse qui est nécessaire pour l'obtenir; 6° un troisième *état neutre* où l'image négative de deuxième ordre se trouve remplacée par une teinte sombre uniforme.

Les quatre premières phases de Janssen s'expliquaient très bien par la courbe Lumière, pourvu qu'on restreignît le sens d'*état neutre* à l'égalité des deux teintes, seules en jeu. De véritable « état neutre » il ne saurait y avoir rigoureusement pour plus de deux teintes, quoique pratiquement s'en rencontrent souvent les apparences sous le nom de *voile*. Mais y a-t-il vraiment une *deuxième image négative*, qui ne soit pas, comme le pensaient MM. Lumière, la simple fixation, avant développement (ou avec développement insuffisant), de l'image négative, qui est presque toujours directement observable *à sec*, sur la couche sensible solarisée?

Les expériences de MM. Lumière paraissaient décisives, leur observation admissible, et ce fut en tablant sur cette donnée que je donnai moi-même à tout mon faisceau une allure finale parallèle à l'axe.

Cependant le souvenir me revenait de cas d'inversion où s'étaient montrées, à la place des noirs primitifs, des transparences au moins égales aux plus pures des négatifs ordinaires [2]. Première présomption que la courbe fonctionnelle devait repasser au moins tout près du zéro.

D'autre part, je me rappelais avoir vu traîner dans les livres ce fait qu'il suffit d'exposer à l'action directe du soleil une plaque impres-

---

[1] JANSSEN, *Sur les transformations successives de l'image photographique par la prolongation de l'action lumineuse* (*C. R. Ac. Sc.*, XCI, p. 199 ; 1880).

[2] M. P. Villard en projeta un de cette sorte à la séance de la Société de Physique du 2 décembre 1904. Et c'est précisément le désir d'arriver à régulariser ces faits d'heureux hasard, comme il n'est guère de praticien qui n'en ait observé, qui a servi de stimulant aux chercheurs dans cette voie, où cependant personne n'arriva jamais à justifier industriellement l'obtention des prix institués à ce sujet en maints concours.

sionnée pour « effacer » l'impression et régénérer la surface, c'est-à-dire pour la remettre en état, soit de rester blanche au bain, soit de noircir à une exposition nouvelle. A la vérité, si la première alternative me paraissait naturelle, et simplement confirmative d'un zéro prolongé, la seconde, pourtant très nettement affirmée, de la « sensibilité restituée », me laissait sceptique, à la pensée qu'un petit instant d'exposition nouvelle pût produire un noircissement nouveau, alors que ce même instant, en plus ou en moins sur la durée, nullement précisée, de la pose d'« effacement », n'altérait en rien le résultat contraire. Fallait-il donc, à la gélatine, un repos, pour se remettre de la secousse rénovatrice?

Cependant M. P. Villard, tout en déclarant(¹) que « personne ne songerait à faire une photographie avec une plaque exposée à la lumière blanche jusqu'à solarisation complète », assûrait quelques instants auparavant que, « pour le gélatino-bromure ou gélatino-chlorure d'argent, l'effet *destructeur* (de la lumière jaune, qualifié de *continuation* pour d'autres substances moins sensibles) subsiste seul; après destruction, la plaque a recouvré presque intégralement sa sensibilité ». Puis « la plaque traitée par l'infra-rouge... est restaurée et recouvre sa sensibilité ». Et encore(²) : « La sensibilité est si exactement restaurée qu'une comparaison très précise est nécessaire pour trouver une différence. »

Il est vrai qu'à propos de la première observation, M. P. Villard ajoutait : « L'analogie avec ce qui se passe pour les rayons X est complète. » Or c'est parla lumière *blanche*, et point jaune ou rouge, que M. Villard pratique l'*effacement* des rayons X(³); et il ajoute : « Le bromure ne revient pas complètement à son état initial : il a perdu complètement sa sensibilité. »

Malgré l'inévitable cortège de contradictions de toutes ces données fort imprécises, ne devaient-elles pas, par leur ensemble, et dès qu'on se détachait de la minutie des faits pour s'élever à un point

---

(¹) *Séance de la Société française de Physique*, 2 décembre 1904.

(²) *Société française de Physique*, 16 décembre 1904.

(³) P. Villard, *Sur l'action chimique des rayons X* (*C. R. Ac. Sc.*, t. CXXVIII, p. 237: 1899). — Bien entendu, ce qui semble une contradiction pour lui n'en est pas une pour nous qui ne faisons aucune différence, au point de vue « destructeur », entre les rayons jaunes agissant longtemps et les blancs agissant peu, que ce soit après d'autres rayons lumineux ou des rayons X.

de vue énergétique plus général, créer une présomption en faveur d'un au-delà du zéro de chute et d'une réascension des noirs ?

N'est-ce pas un article de foi pour les praticiens que, si un cliché solarisé n'est pas retiré du bain au moment précis de l'éclaircissement des noirs, ceux-ci *repartent*, pour se confondre tous à la longue, dans un voile opaque, le troisième *état neutre* (deuxième *noir*) de M. Janssen ?

Un autre fait, remarqué par M. Stehelin-Scheurer et dont j'avais eu connaissance par la communication manuscrite des notes d'un travail de recherches expérimentales *sur les contre-types photographiques*, présenté à la *Société industrielle de Mulhouse* en 1901, aurait dû depuis longtemps m'éclairer, si une certaine amphibologie des termes de « positif » et « négatif » ne m'avait empêché d'en saisir la portée. Si, disait cet observateur, on est presque sûr (sur plaque Saint-Clair), à partir de deux secondes et jusqu'à cinq minutes d'exposition au soleil, d'obtenir un positif, « il y a, au delà, retour progressif à l'impression normale : pour soixante heures de plein soleil, le négatif est de nouveau franc... »

Cette constatation est des plus importantes, car, faite sur des clichés présentant un ensemble de valeurs diverses, quoique non graduées, elle échappait au vice de toutes les expériences basées sur la comparaison de deux valeurs seulement, susceptibles de redonner des états identiquement correspondants sans que rien ait donné l'avertissement d'un changement de signe de la dérivée (1).

J'ai retrouvé une observation analogue de M. C. Bennett (*Brit. Journ. of Phot.*, 1878). Si, au lieu d'exposer une plaque à la chambre noire une seconde, par exemple, pour avoir un négatif, on l'expose une minute, « l'image se renverse au développement. Une exposition plus prolongée redonne un négatif; une plus longue, encore un positif. »

Enfin, dans un des mémoires les plus scientifiquement étudiés sur

---

(1) Aussi l'auteur « ne comprend-il pas l'*état neutre* de M. Janssen, où la plaque serait uniformément claire à la révélation. Il y a toujours, dans les phases intermédiaires, des parties presque retournées, alors que d'autres ne font que commencer; les unes franchement positives, les autres franchement négatives ». De fait, même avec deux valeurs seulement, il n'est possible d'obtenir l'uniformité (dite état neutre) qu'en grisaille claire, ce qui explique que ni M. Janssen ni MM. Lumière ne parlent d'un retour au zéro, jamais réalisable strictement que pour une seule valeur à la fois, et, peut-être même (quoique, en soi, peu vraisemblable) pour une seule valeur d'élection parmi toutes.

ces questions fondamentales (1), mais malheureusement presque introuvable, ignoré des meilleurs *Handbücher* allemands, et que je n'arrivai moi-même à pouvoir connaître, tout en en sachant l'existence, que très tardivement, il est une courbe (2) qui, sans retoucher l'axe des x (mais ceci ne saurait étonner, car le zéro absolu de l'opacité, ou la transparence parfaite, serait certainement difficile à saisir, même sur une plaque vierge), montre un relèvement qui ne laisse plus guère de place au doute sur l'allure définitive de la courbe photographique.

Expériences. — Des expériences simples (3) devaient m'en fournir la confirmation. Au moyen de feuilles de papier blanc aussi homogènes que possible (4), chevauchant les unes sur les autres de centimètre en centimètre, je créais des caches translucides à échelons, capables de donner, sur format 9×12, une série graduée de 10 valeurs dans un sens, 7 dans l'autre, en plus des bandes d'impression maximale (à découvert) ou minimale (sous écran opaque). En croisant orthogonalement deux caches de ce genre, on obtient une série de carrés répartis en bandes à 45°, représentant toutes les valeurs correspondantes des épaisseurs de cache de 1 à 17, ou généralement

(1) H. Bouasse, *Etude des actions photographiques* (*Ann. Fac. Sc. de Toulouse*, VIII F, 1894).

(2) P. 26, *fig.* 12.

(3) Le procédé simple, comme il est ordinaire, fit suite aux compliqués. Ne parlant que pour mémoire d'une série d'expériences faites en tendant sur le mur d'une chambre noire plusieurs longueurs de pellicules sensibles, progressivement exposées, par le relèvement de caches, à l'action d'une flamme linéaire de bec étalon Giroux, agissant, d'une extrémité à l'autre, en raison inverse du carré des distances, — je m'astreignais d'abord à découvrir graduellement, à la main, la pellicule enfermée dans un châssis dit négatif ; mais l'étanchéité d'où dépend la netteté des lignes de séparation est toujours difficile à réaliser au soleil, le procédé restant bon pour l'étude des petites valeurs. Je substituai alors au châssis des sortes de gaines-enveloppes en papier noir, d'où la pellicule, doublée d'un carton noir et serrée par des bracelets de caoutchouc contre une bande de velours collée sur un verre de même dimension, se retirait progressivement à la main ; mais il faut de grosses épaisseurs de papier noir pour résister aux grandes intensités lumineuses. Et comme l'estimation des temps de pose, lorsque la source lumineuse est essentiellement variable, perd toute signification, il me parut préférable de graduer les intensités indépendamment des variations de la source, en agissant, au moyen de caches fixes, sur la somme totalisée de l'action lumineuse. Les deux procédés sont cependant nettement distincts et devraient, avec des sources étalonnées, être employés séparément : le premier donnant, toutes autres conditions égales, le diagramme des variations du noir avec les temps de pose, l'autre, à temps égaux, pour des intensités diverses.

(4) Poids du papier, 0gr,96 au décimètre carré.

de 1 à $(m-2)+(n-2)$, si m et n sont les côtés de la plaque. Si l'on ne tient pas à voir se répéter, pour le contrôle, la même valeur, et que l'on préfère allonger l'échelle, il suffira de surcharger l'ensemble de la cache $(m-2)$ de $(n-2)$ feuillets, en supposant $n > m$, pour avoir une série complète de 1 à $(2n+m-6)$, soit 27 pour le format 9×12 ou 43 pour 13×18. Entre ces chiffres extrêmes, qui peuvent avoir l'inconvénient de rendre difficile, à cause de l'exagération du relief (1), d'éviter au châssis-presse de mauvais contacts et des ombres portées, il y a suffisamment de latitude pour permettre, sans mesures rigoureuses (2), mais pour toutes durées d'exposition, depuis les plus brèves jusqu'aux plus longues, le tracé de courbes figuratives par la simple corrélation du noircissement et des épaisseurs de la cache.

Et quoique nous n'ayons pu nous livrer encore systématiquement au travail de récolement du très grand nombre d'épreuves exécutées, et que nous soyons loin d'avoir obtenu du soleil du Midi tout ce qu'avec l'été il pourra donner, nous ne craignons pas d'affirmer, d'après ce que nous a déjà fourni le pâle ciel d'hiver de Paris, l'existence certaine d'un relèvement de la courbe des noircissements après une chute très voisine de zéro (3), et la très probable existence d'une seconde descente, après un second maximum, vraisemblablement moins élevé que le premier. Aller plus loin n'est pas permis pour le moment. Mais il paraîtra certainement intéressant de voir ainsi justifier après coup le tracé à double ondulation par lequel M. Vogel (4) nous avait paru, d'abord, avoir un peu témérairement géné-

---

(1) Il y aurait tout intérêt, à un moment donné, à substituer aux $n-2$ épaisseurs de papier l'opacité, estimée aussi rigoureusement équivalente que possible, d'un papier photographique mince noirci, uniformément ou par échelons.

(2) C'est la difficulté de ces mesures d'opacité qui a limité à un espace relativement restreint les très intéressantes tentatives des trop rares observateurs qui se sont, avant M. Bouasse, attachés à ce sujet, pourtant primordial, depuis Bunsen et Roscoë (1862), Abney (1877), Stolze (1883), Tryer Evans (1887), jusqu'à Miethe, Michalke, Hurter et Driffield (1890), encore Abney (1893), etc.

(3) Chute beaucoup plus prompte qu'on ne pourrait croire. En moins d'une heure on l'obtient, sur Vitrose Lumière, avec un éclairement de 2000 lux (bec acétylène de 20 pyrs à 10 centimètres); et une seule minute à la lumière du jour, même pâle, arrive à le faire dépasser sur Kodoïd Eastman. Ces dernières pellicules, à cause de leur minceur, qui réduit au minimum les effets dits de *halo*, seraient de beaucoup les plus propices pour ce genre d'expériences, si leur orthochromatisation, qui donne, dans le spectre, deux maxima, dont un principal dans le rouge, n'était de nature à fausser des résultats d'un caractère général.

(4) H.-W. Vogel, *Das Licht im Dienste der Photographie* (*Handbuch der Phot.*, p. 80, fig. 27; 1894).

ralisé le simple énoncé de faits, interprétables encore autrement, qu'avait formulé M. Janssen, et dépassé la pensée même de cet auteur en ajoutant à son deuxième maximum un deuxième minimum.

NOUVEAUX BRULEURS DE LABORATOIRE ET LEUR APPLICATION AU CHAUFFAGE A TEMPÉRATURE ÉLEVÉE ;

Par M. G. MEKER [1].

Ces nouveaux brûleurs, ordinairement employés avec le gaz d'éclairage, présentent quelques particularités qui font que leur emploi permet l'obtention de résultats notablement supérieurs à ceux obtenus avec les brûleurs ordinaires.

Ils tendent vers la réalisation du principe consistant à brûler aussi complètement que possible une quantité de combustible maxima dans un volume de flamme minimum.

Les nouveaux modèles de brûleurs sont de deux sortes :

1° Ceux utilisant simplement le gaz fourni par les canalisations ;

2° Ceux utilisant le gaz et l'air comprimé, ces derniers appareils étant destinés à des cas spéciaux et plus spécialement à l'obtention de températures élevées à l'intérieur de fours.

Les appareils utilisant seulement le gaz se composent (*fig.* 1) d'une arrivée de gaz, lequel s'échappe par l'orifice calibré de l'injecteur I. Sur cet injecteur se visse une cheminée percée de trous à sa partie inférieure, et fermée à sa partie supérieure par une pièce C, caractéristique du système.

Les formes et dimensions des diverses parties de ce brûleur ont été déterminées expérimentalement de façon à obtenir un appareil de maniement simple. La grande section donnée aux trous d'entrée d'air est nécessaire pour arriver à incorporer au gaz la quantité d'air suffisante pour obtenir la combustion complète des produits hydrocarbonés, sans qu'il soit besoin de recourir à une nouvelle quantité d'air extérieur. En fait, pour obtenir le maximum d'effet calorifique, cette combustion ne doit pas être tout à fait totale au

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 6 janvier 1905.

sein même de la flamme, qui doit être légèrement réductrice (pour des corps tels que l'oxyde de cuivre).

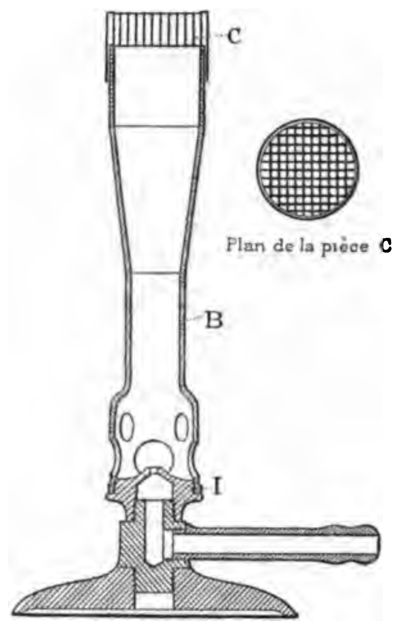


Fig. 1.

La forme tronconique de la partie supérieure de la cheminée est telle que les jets de gaz et d'air qui y arrivent puissent, en se détendant, s'y mélanger complètement.

La bague de réglage d'entrée de l'air habituellement placée sur les brûleurs est supprimée, ce qui n'empêche pas d'employer ces brûleurs à consommation beaucoup inférieure à leur consommation normale, la flamme restant parfaitement bleue et homogène, et même de les faire brûler presque en veilleuses.

La pièce C est basée sur le fait qu'une flamme aura d'autant plus de difficulté à se propager en sens inverse du courant gazeux, qui lui donne naissance, qu'elle rencontrera sur ce parcours en sens inverse une surface refroidissante plus grande. C'est un système cellulaire comparable à un nid d'abeilles dont les cellules seraient de section carrée. Il permet d'avoir des orifices de très grande section, ce qui donne un rapport des pleins aux vides aussi faible que

possible, et réduit à son minimum la perte de vitesse du mélange gazeux. En outre, par son passage à travers les cellules, le mélange



Fig. 2.

gazeux est notablement réchauffé, le système agissant alors comme récupérateur de chaleur.

Pour les applications au chauffage courant, chacun des canaux ou

cellules de ce système a environ 2 millimètres de côté et 10 millimètres de hauteur, l'épaisseur des séparations étant de 5/10e de millimètre ; le tout est en nickel.

La flamme obtenue (*fig.* 2) avec ces appareils est essentiellement différente de celle des brûleurs Bunsen ordinaires ; le grand cône bleu est disparu et remplacé par une série de très petites flammes d'un bleu très vif correspondant chacune à une des cellules du système ; ces petites flammes ont à peine 2 millimètres de hauteur ; immédiatement au-dessus, la flamme est homogène et bleu violacé ; un couple thermo-électrique indique en tous les points d'une même tranche horizontale une température régulière ; dans le sens de la hauteur, on constate une décroissance lente de la température au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la base de la flamme.

La constitution même de la flamme fait que, pour obtenir le maximum d'effet, les objets à y chauffer doivent être placés immédiatement au-dessus des petites flammes bleues, soit à 7 ou 8 millimètres du cloisonnage.

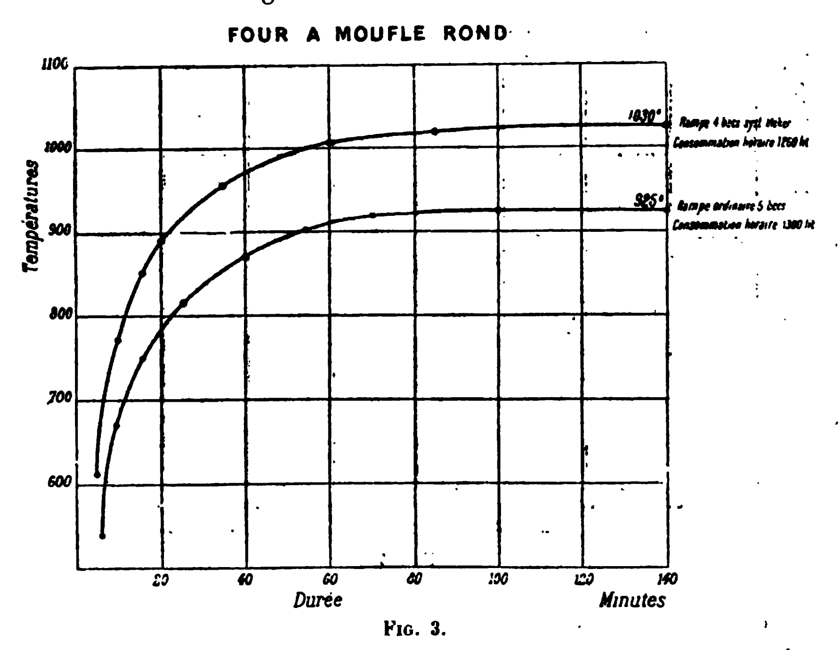


Fig. 3.

Ces brûleurs permettent d'obtenir des résultats intéressants dont voici quelques-uns.

Le brûleur dit n° 3, donnant une flamme de 30 millimètres de diamètre et consommant 330 à 340 litres de gaz à l'heure, à la pression moyenne de 50 millimètres, permet de chauffer un creuset de platine de dimensions courantes (35 millimètres de diamètre) à une température de 1050 à 1080°, c'est-à-dire à la limite que l'on puisse obtenir avec un chalumeau ordinaire consommant de 6 à 700 litres de gaz à l'heure.

Le même bec utilisé dans un four simple destiné à empêcher le rayonnement direct permet d'obtenir la fusion de l'or (1065°) et du cuivre (1080°) dans des creusets en terre ou en porcelaine.

Sous forme de rampe, ce modèle de brûleur permet, à consommation horaire de gaz moindre ou égale, l'obtention d'une température très notablement supérieure à celle obtenue habituellement dans les fours. Ainsi la *fig.* 4 montre que l'on gagne 125° dans la moufle inférieure d'un four Aubin, et montre qu'en outre la vitesse de chauffage est de beaucoup augmentée sans que la consommation de gaz soit supérieure.

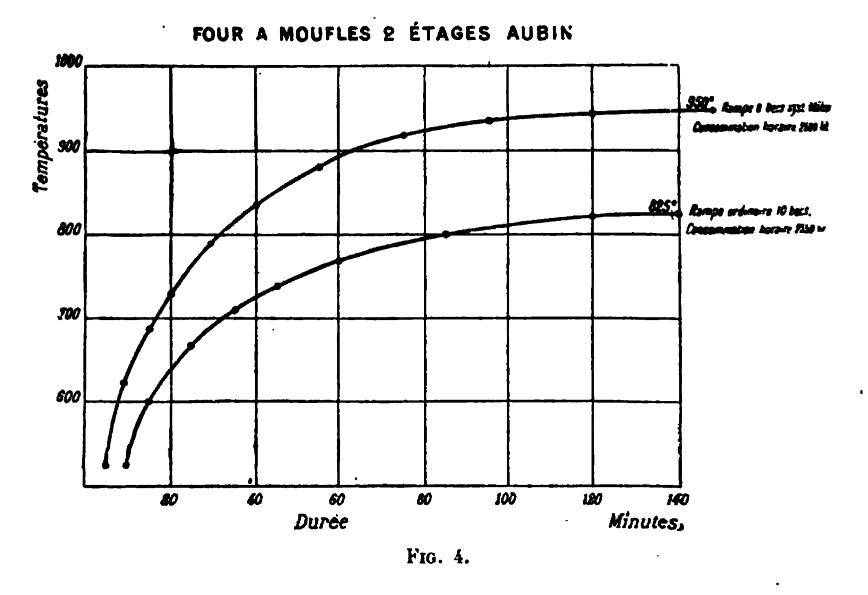


Fig. 4.

Ces modèles de brûleurs permettent le travail du verre. Sous forme de brûleur à sodium, ce brûleur fournit une flamme très riche en rayons jaunes, avec laquelle la sensibilité est augmentée. Il rend aussi des services pour l'examen des spectres de flammes.

L'application de ce système à l'éclairage donne aussi d'excellents résultats.

L'air comprimé, employé de telle façon que le mélange d'air et de gaz soit complètement effectué avant son inflammation, permet d'obtenir des températures très élevées.

Le brûleur à air comprimé ne diffère du brûleur ordinaire que par la base de la cheminée. Comme l'indique le dessin (*fig.* 5), l'air comprimé est distribué par les orifices sous forme de jets séparés à la base du brûleur, le mélange d'air et de gaz se faisant alors dans la chambre E. Une bague de réglage permet d'admettre par les orifices *c* une quantité d'air secondaire suffisante pour obtenir le maximum d'effet; la flamme correspondant à ce maximum est analogue, à la vitesse près, à celle des brûleurs précédents.

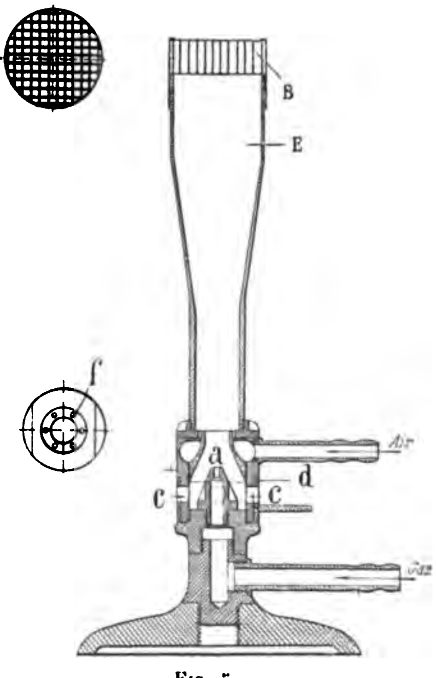


Fig. 5.

Les résultats obtenus avec ces types de brûleurs diffèrent suivant la pression de l'air fourni au système, l'augmentation de cette pression permettant une augmentation de consommation de gaz dans le

même volume de flamme, donc une vitesse et une température plus élevées.

Avec de l'air comprimé à 90 ou 100 grammes par centimètre carré, le brûleur n° 3 permet de chauffer le contenu d'un creuset en platine de dimensions courantes entre 1250 et 1300°.

Alimenté avec de l'air comprimé à $1^{kg},5$ par centimètre carré, on arrive, avec le brûleur n° 2, à la fusion en dix à quinze minutes de masses de platine supérieures à 50 grammes placées dans un four à chaux.

Dans un four approprié et construit spécialement dans le but d'éviter le rayonnement, on obtient, avec le brûleur n° 4 de 40 millimètres de diamètre, la fusion du nickel en creusets de 850 centimètres cubes de capacité avec une pression d'air de 90 à 100 grammes, tandis qu'avec une pression de 1,5 à 2 kilogrammes on arrive à des températures supérieures à 1700° et qui n'ont pu encore être déterminées exactement, les matériaux réfractaires habituels étant incapables de résister aux températures obtenues.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. 14, n° 8; 1904.

A. WEHNELT. — Ueber den Austritt negativer Ionen aus glühenden Metallverbindungen und damit zusammenhängende Erscheinungen (Émission d'ions négatifs par les combinaisons métalliques incandescentes et phénomènes connexes). — P. 425-469.

Quand une cathode de platine est portée à une température de 1600°, on observe une diminution très accusée de la chute de potentiel cathodique. Si la cathode est recouverte d'oxydes métalliques, cette diminution se produit à une température beaucoup plus basse, vers 800°. Tous les oxydes ne possèdent pas cette propriété.

OXYDES actifs.	OXYDES inactifs.	OXYDES actifs.	OXYDES inactifs.
1. *Métaux alcalins.*		2. *Métaux alcalino-terreux.*	
	Sodium.	Baryum.	
	Potassium.	Strontium.	
	Lithium.	Calcium.	

OXYDES actifs.	OXYDES inactifs.
3. Métaux magnésiens.	
Magnésium.	Glucinium.
Zinc.	(Mercure.)
Cadmium.	
4. Métaux terreux.	
Yttrium.	Aluminium.
Lanthane.	Thallium.
Zirconium.	Titane.
Thorium.	Cérium.

OXYDES actifs.	OXYDES inactifs.
5. Groupe du fer.	
Manganèse (?).	Fer.
	Nickel.
	Cobalt.
	Chrome.
	Uranium.
6. Groupe de l'étain.	
	Etain.
	Plomb.
	Bismuth.
	Argent.
	Cuivre.

Pour déterminer la température à laquelle est portée la cathode, on mesure la résistance du fil, ou bien on se sert d'un élément thermoélectrique, ou enfin du pyromètre optique.

1. *Expériences faites dans l'air à la pression ordinaire.* — Lorsque le courant n'est pas autonome ([1]), on trouve qu'à température élevée les oxydes métalliques émettent des ions négatifs en nombre incomparablement plus grand que ne le fait le platine.

2. *Expériences aux basses pressions* ($< 0^{mm},1$). — Dans le vide, un oxyde incandescent n'émet pas d'ions positifs en quantité appréciable, mais, par contre, émet de nombreux ions négatifs.

L'intensité du courant de saturation est nettement accusée aux pressions très basses inférieures à $0^{mm},1$, tandis qu'aux pressions plus élevées (20 millimètres) elle est simplement accusée par un point d'inflexion de la courbe. A une température déterminée, l'émission d'ions négatifs est donc indépendante de la pression tant que celle-ci est inférieure à $0^{mm},1$, et elle décroît rapidement quand la pression s'élève au-dessus de cette limite. Elle croît, d'autre part, avec une extrême rapidité quand on élève la température. La formule proposée par Richardson pour le platine :

$$N = A\Theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{\Theta}},$$

se vérifie aussi dans le cas des oxydes. Dans cette formule, N re-

([1]) *Courant autonome*, courant qui produit lui-même tous les ions qui le constituent; *courant non autonome*, courant auquel contribuent des ions produits par une cause étrangère.

présente le nombre d'ions émis pendant l'unité de temps, Θ la température, A et B des constantes (1).

Courant autonome. — Lorsque le courant est autonome, la chute de potentiel sur une cathode en chaux est très petite quand l'intensité du courant est petite, puis augmente très rapidement quand cette intensité a acquis une valeur limite dépendant de la température. Cette intensité limite est d'autant plus faible que la température est plus élevée et que la pression est plus grande.

La chute de potentiel anodique varie peu avec la température et décroît à peu près suivant une loi linéaire.

L'intensité limite paraît être l'intensité pour laquelle l'entraînement des ions négatifs, et par suite leur raréfaction dans la région de la cathode, n'est plus compensée par l'émission de l'oxyde incandescent.

L'emploi des cathodes recouvertes d'oxydes incandescents permet d'obtenir dans un gaz raréfié un courant d'intensité notable, sous une force électromotrice relativement faible.

Les rayons cathodiques et les rayons-canal qui prennent naissance dans ces conditions ont une vitesse réduite, et on peut les obtenir dans un gaz où la pression est très faible; ils se diffusent alors très peu, et leur éclat est plus grand que celui des rayons ordinaires. Ils excitent déjà une fluorescence appréciable, pour une différence de potentiel relativement faible (environ 260 volts pour le verre de Thuringe).

Ils se prêtent facilement à la détermination du rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ entre la masse électrique et la masse mécanique des ions. Les nombres obtenus sont compris entre ceux qu'ont trouvés Lenard ($1,16 \cdot 10^7$) et Simon ($1,865 \cdot 10^7$).

M. Lamotte.

(1) D'après la comparaison des nombres obtenus par Richardson pour le platine et des nombres relatifs à la chaux, on trouverait que 1 centimètre cube de chaux renfermerait 10^{24} ions négatifs, soit environ 100 ions négatifs par molécule, ce qui paraît fort élevé. Les nombres trouvés pour le sodium et le charbon sont encore plus grands, 10^{26} et 10^{29}. M. Wehnelt pense que dans les expériences de Richardson se produisait un courant autonome, qui transporte des quantités d'électricité beaucoup plus considérables.

J. STARK. — Ueber die Entstehung der elektrischen Gasspektra (Production des spectres des gaz électro-luminescents). — P. 506-538.

1. Lorsque les électrons sont réunis en atomes, leur période de vibration dépend de la nature des forces de liaison par suite de la nature des atomes. Le spectre est alors un spectre de lignes. Si les électrons sont libres, c'est-à-dire des ions, les vibrations sont dues aux collisions entre les ions ; la période des vibrations ne dépend que de la durée de ces collisions, quelle que soit la nature chimique du corps : on a un spectre continu.

Ce sont les ions négatifs ou « ions-électrons » qui, grâce à leur faible masse et à leur grande vitesse, jouent le rôle le plus important dans les phénomènes de rayonnement. Pour ces deux raisons, la durée de leurs collisions est courte et par suite aussi leurs périodes de vibration.

Un gaz à haute température, flamme, courant de lueurs ou arc voltaïque, renferme des ions négatifs. Par conséquent, ce gaz doit donner un spectre continu. Le rapport des intensités des diverses radiations dans un spectre dépend de l'épaisseur optique de la source. Par épaisseur optique, il faut entendre le produit de l'épaisseur géométrique par le nombre de particules lumineuses contenues dans l'unité de volume.

Lorsqu'une force électromotrice agit dans un gaz, les ions forment un courant et, par conséquent, la répartition des vitesses des ions et des molécules neutres ne peut plus obéir à la loi de Maxwell-Boltzmann. La température moyenne ne suffit plus alors pour définir l'état des mouvements moléculaires. Il résulte de là que le rayonnement provoqué par une action électrique (ou chimique) ne suit pas la loi de Kirchhoff.

L'intensité relative des diverses radiations dans le spectre est fonction de la répartition des vitesses ou, ce qui revient au même, des températures dans les particules lumineuses. Plus les grandes vitesses dominent, plus le maximum d'intensité est rejeté vers l'extrémité bleue du spectre.

Considérons le courant par lueurs. Pour une pression donnée du gaz, la température électrique des ions-électrons dépend de la chute de potentiel. Plus cette chute est grande dans une section donnée, plus la température électrique y est élevée. La chute de potentiel

étant plus rapide au voisinage de la cathode, la température y est plus élevée et la lumière plus bleue qu'à l'anode. Pour la même raison, la lumière est plus bleue dans les parties étroites des tubes.

L'étincelle, dans les conditions où on la produit pour observer le spectre d'un métal, doit être considérée comme un arc électrique de courte durée. Mais, dans un arc proprement dit, permanent, la quantité de vapeurs émises est plus grande, et la chute de potentiel moins rapide que dans l'étincelle. La température électrique est donc plus élevée que dans l'arc, tandis que la température moyenne peut être plus petite. En fait, on peut rendre semblables le spectre de l'arc à celui de l'étincelle en diminuant la quantité de vapeur formée dans le premier, soit en réduisant l'intensité du courant, soit en refroidissant les électrodes.

II. Il semble aujourd'hui que le spectre de lignes et le spectre de bandes sont de nature différente et ne peuvent se transformer l'un en l'autre par une variation continue ; les particules lumineuses seraient différentes dans un cas et dans l'autre.

L'auteur suppose que le spectre de lignes est émis par les ions atomes positifs, le spectre de bandes par les systèmes électron négatif et résidu positif, en train de reformer un atome neutre.

S'il en est ainsi, plus la température moyenne du gaz est élevée et la vitesse des ions négatifs plus grande, plus le nombre des systèmes résidu positif-électron négatif est plus petit, plus par conséquent sera petite l'intensité du spectre de bandes et grande celle du spectre de lignes.

C'est en effet ce que l'expérience permet de vérifier sur l'arc du mercure [1].

La condition première pour la production du spectre de lignes serait donc la présence des ions positifs, et un gaz émettant ce spectre doit être conducteur. La présence des ions n'est pas nécessaire à l'émission du spectre de bandes.

Si on considère un système résidu positif-électron négatif, qui se transforme en atomes, ce système passe par une série d'états successifs,

(1) En particulier, on soude sur le tube dans lequel se produit l'arc au mercure une tubulure latérale terminée par une ampoule. Un jet de vapeur s'échappe dans cette ampoule et reste lumineux, donnant à la fois le spectre de lignes et le spectre de bandes. Si on établit un champ électrique dans l'ampoule, perpendiculaire à la direction du jet, on sépare les deux spectres. La partie verte du jet (spectre de bandes) n'est pas affectée par le champ ; la partie rougeâtre (spectre de lignes) est déviée vers l'anode.

caractérisés par les distances auxquelles se trouve l'électron négatif qui s'y associe ; une particule émettant un spectre de bandes émet donc non pas simultanément, mais successivement, les lignes composant les bandes. En définitive, le système arrive à l'état d'atome neutre et on obtient le spectre de l'atome neutre.

Comme les forces de liaisons entre les électrons deviennent plus grandes, leurs périodes de vibrations sont plus petites dans l'atome neutre que dans l'atome-ion : les raies du premier seront donc plus rapprochées du violet que celles du second. Puisque l'ion-atome positif et l'atome neutre ont des propriétés spectroscopiques différentes, on doit s'attendre à ce que leurs propriétés chimiques soient différentes aussi.

Si le gaz n'est pas ionisé, mais si les atomes sont excités seulement par leurs collisions avec les ions-électrons négatifs avec une intensité croissante, l'atome passe par tous les états, depuis l'état neutre jusqu'à celui qui correspond au maximum d'énergie potentielle du système résidu positif-électron négatif.

Le spectre de bandes se développe peu à peu, en commençant par les radiations les plus réfrangibles, comme on l'a vérifié expérimentalement pour le spectre de l'azote.

Contrairement à l'opinion de J.-J. Thomson, l'auteur admet que le travail d'ionisation dépend de la nature chimique de l'atome. Plus ce travail est grand, plus le spectre de bandes se maintient longtemps quand on élève la température moyenne : plus il faut élever cette température pour obtenir le spectre de lignes.

Si le nombre des systèmes résidu positif-électron négatif est le même, des spectres de bandes de deux éléments, le plus intense sera celui de l'élément par lequel le travail d'ionisation est le plus grand.

M. Lamotte.

F. HACK. — Das elektromagnetische Feld in der Umgebung eines linearen Oszillators (Champ électromagnétique autour d'un excitateur linéaire). — P. 539-547.

L'auteur détermine la forme des lignes de force d'après les équations de Max Abraham, mais en supposant l'amortissement négligeable.

M. Lamotte.

Fr.-J. KOCH. — Ueber eine Einrichtung zur Erzeugung hochgespannten Gleichstromes im Anschluss an eine Wechsel- oder Gleichstromquelle (Dispositif pour produire un courant continu de haute tension avec une source de courant continu ou alternatif). — P. 547-555.

Si la source fournit du courant alternatif, on y relie le primaire d'un transformateur, en intercalant deux résistances réglables, l'une inductive, l'autre sans induction. Sur le circuit secondaire du transformateur, on insère un exploseur, entre les pôles duquel tourne une tige métallique mue par un moteur synchrone du courant primaire. La position de cette tige est réglée de telle sorte qu'elle se trouve perpendiculaire à l'axe de l'exploseur, au moment où la force électromotrice atteint son maximum dans le sens qu'on veut éliminer. Au moment où a lieu le maximum dans l'autre sens, la tige est dirigée suivant l'axe de l'exploseur et la distance explosive réduite à 1 ou 2 millimètres.

La valeur de la résistance inductive a une grande influence sur le courant obtenu. Le mémoire reproduit quelques courbes de courant enregistrées à l'aide d'un tube de Braun.

M. Lamotte.

W. WOEGE. — Ueber den Zusammenhang von Schlagweite und Spannung (Relation entre la distance explosive et la différence de potentiel). — P. 556-569.

Les différences de potentiel sont obtenues par un transformateur et calculées d'après la tension primaire et le rapport de transformation. L'étincelle est produite par la tension maximum; le calcul donne la tension efficace. On obtient le rapport de ces deux grandeurs à l'aide de la courbe de courant enregistrée par un oscillographe ou tube de Braun.

La différence de potentiel V nécessaire pour produire des étincelles de longueur décroît à peu près proportionnellement à cette longueur :

$$V = 4800d + 24000$$

(d en centimètres, V en volts).

M. Lamotte.

G. VAN DIJK et J. KUNST. — Eine Bestimmung des elektrochemischen Aequivalentes des Silbers (Une détermination de l'équivalent électrochimique de l'argent). — P. 569-577.

L'intensité du courant est mesurée par une boussole des tangentes, de la forme indiquée par Kohlrausch. La cathode est en platine; l'électrolyte est une solution neutre d'azotate d'argent à 20 0/0.

La moyenne de 24 déterminations donne :

$$0{,}0111823 \pm 0{,}0000004.$$

P.-G. GUNDRY. — Ueber erzwungene Schwingungen eines polarisierbaren Quecksilbertropfens (Vibrations forcées d'une goutte de mercure polarisable). — P. 590-601.

On forme à l'extrémité capillaire d'un tube une goutte de mercure entourée d'un électrolyte : la goutte est reliée à l'un des pôles, l'électrolyte à l'autre pôle d'une source de courant périodique. La différence de potentiel entre le mercure et l'électrolyte, par suite la tension superficielle, varie suivant la même période. Si cette période est égale à celle des vibrations propres de la goutte, soit de la vibration fondamentale, soit de ses harmoniques, il se produit un phénomène de résonance, caractérisé par un maximum d'amplitude des vibrations de la goutte. On peut réaliser cette égalité de période, soit en faisant varier la période du courant (produit par un interrupteur à corde), soit la grosseur de la goutte.

La relation théorique d'après laquelle la fréquence est inversement proportionnelle à la racine carrée de la masse de la goutte, ne se vérifie pas, sans doute par suite d'erreurs de mesure.

Si on porte en ordonnées les volumes de la goutte qui répondent à une période déterminée et en ordonnées les forces électromotrices de polarisation de la goutte (comme cathode), on obtient des courbes dont l'allure générale est celle des courbes électro-capillaires.

M. LAMOTTE.

Hj. TALLQVIST. — Ueber einige aperiodische Stromvorgänge (Sur quelques cas de courants apériodiques). — P. 602-608.

L'auteur applique l'équation fondamentale

$$E - L\frac{di}{dt} = Ri$$

à des circuits ramifiés.

M. Lamotte.

M. WIEN. — Bemerkung zu der Abhandlung von Hrn. Drude : « Ueber die induktive Erregung zweier elektrischer Schwingungskreise mit Anwendung auf Perioden und Dämpfungsmessung, Teslatransformatoren und drahtlose Telegraphie » [Remarque sur le mémoire de M. Drude [1] : Excitation par induction de deux circuits d'oscillation électrique, etc.]. — P. 626-630.

Quand la liaison entre les deux circuits est très étroite, on obtient deux oscillations, l'une rapide et fortement amortie, l'autre plus lente et moins amortie. M. Drude considère cette condition comme favorable pour obtenir des ondes susceptibles de résonance avec le dispositif de Braun.

M. Wien pense que pratiquement, dans la télégraphie sans fil, cette condition n'est pas réalisable, et il fait remarquer qu'on peut aussi réduire l'amortissement par une liaison lâche, le coefficient de liaison étant égal à la différence des décréments individuels des deux systèmes.

Pour une fréquence et une hauteur d'antenne données, la liaison étroite permet une grande portée, mais pas de résonance précise. Cette dernière peut se réaliser par une liaison lâche, mais aux dépens de l'intensité et par conséquent de la portée.

M. Lamotte.

W. WIEN. — Ueber die Differentialgleichungen der Elektrodynamik des Herrn E. Cohn (Sur les équations de l'électrodynamique d'après M. E. Cohn). — P. 632-635.

Discussion sur l'influence possible du mouvement de la source lumineuse sur la vitesse de propagation de la lumière.

M. Lamotte.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 714 ; 1904.

W. WIEN. — Erwiderung auf die Kritik des Hrn. Abraham (Réponse à la critique de M. Abraham). — P. 635-637.

Il s'agit de l'électrodynamique des corps en mouvement et de la correction à apporter à la valeur du rayonnement d'après le principe de Doppler.

M. LAMOTTE.

R. GANS. — Zur Heydweillerschen Kritik meiner Formeln betreffend « Magnetostriktion ferromagnetischer Körper » (Critique de M. Heydweiller au sujet de mes formules relatives à la magnétostriction des corps paramagnétiques). — P. 638-640.

H. SCHUH. — Ergänzung zu der Arbeit von H. Schuh zur Demonstration oszillatorischer Flaschenentladungen (Complément au mémoire : Expériences de cours sur les décharges oscillantes des condensateurs).

M. LAMOTTE.

W. GAEDE. — Polarisation des Voltaeffektes (Polarisation des métaux relativement au phénomène de Volta). — P. 641-677.

Lorsqu'un métal a été exposé à la décharge électrique émanée d'une pointe, sa différence de potentiel au contact avec un autre métal change ; cette variation disparaît avec le temps.

L'auteur a effectué sur ce phénomène de nombreuses expériences, dont le résultat était d'ailleurs à prévoir. C'est que cette variation est due à une altération superficielle du métal. Il pense démontrer que les phénomènes qui se produisent au contact des métaux et des électrolytes sont susceptibles de se produire aussi au contact des métaux et des gaz.

M. LAMOTTE.

P. DRUDE. — Optische Eigenschaften und Electronentheorie (Propriétés optiques et théorie des électrons). — 1re partie, p. 677-726 et 936-962.

De ce mémoire important, mais trop étendu pour que nous puissions en faire une analyse complète, nous reproduirons seulement les conclusions de l'auteur.

1. Dans tous les corps à dispersion normale, les vibrations propres dans l'ultra-violet sont produites par des électrons négatifs, pour

lesquels le rapport $\frac{e}{m}$ de la masse électrique à la masse mécanique a la valeur qui correspond aussi aux rayons cathodiques. Les vibrations propres dans l'infra-rouge sont produites par la masse pondérable avec charge positive des atomes ou de la molécule.

2. Dans tous les corps à dispersion anomale, comme les couleurs d'aniline, les bandes d'absorption sont produites par des électrons négatifs et non par des masses pondérables d'atomes ou de molécules.

3. D'après la dispersion de l'hydrogène, $\frac{e}{m}$ serait égal pour les électrons négatifs à $1,5 \cdot 10^7$, un peu plus petit que $1,86 \cdot 10^7$, nombre trouvé par Kaufmann, Simon et Seitz avec les rayons cathodiques. On peut calculer $\frac{e}{m}$ d'après la dispersion de toute substance qui ne possède qu'une période propre dans l'ultra-violet.

4. L'influence des vibrations propres infra-rouges sur l'indice de réfraction peut être calculée *a priori* pour les solides et les liquides, avec une approximation souvent suffisante, par la formule :

$$k = \frac{0,296 \cdot 10^8 d}{\left(\frac{M}{v}\right)^2}$$

(k est le coefficient de λ^2 dans la formule de Ketteler, M le poids moléculaire, v le nombre des valences, d la densité). Cependant cette formule n'est applicable ni aux gaz, ni aux vapeurs, ni à certains liquides (alcools).

5. En général, on peut déduire aussi de la dispersion une limite inférieure p du nombre total des électrons dans la molécule, dont la mobilité influe sur l'indice de réfraction, et aussi une limite inférieure λ_1 pour la plus grande des longueurs d'onde de l'ultra-violet. Ces valeurs limites sont indépendantes de l'état physique de la substance.

6. La limite inférieure p du nombre d'électrons mobiles dans la molécule est une propriété additive des atomes ou groupes d'atomes qui forment cette molécule (sans doute dans les composés organiques seulement). Mais ce nombre p dépend aussi de la structure chimique et est diminué par la présence de liaisons doubles. Les halogènes ne suivent pas cette loi d'addition.

7. Cette limite inférieure p est égale ou inférieure au nombre des

valences de la molécule, de l'atome ou du groupe d'atomes considérés. Pour les halogènes F, Cl, Br, I, p est plus grand que la valence 1.

8. Ce qui est appelé par Abegg valence positive d'un atome, soit valence normale, soit contravalence, représente le nombre des électrons négatifs faiblement liés à l'atome (électrons flottants). La limite inférieure p du nombre de ces électrons, déduite de la dispersion, est donc égale ou inférieure à la valence normale ou à la contravalence positive.

9. La valence négative v' (d'après Abegg) exprime la faculté d'un atome d'arracher à un autre atome le nombre v' d'électrons négatifs ou du moins de les fixer sur soi d'une manière plus solide. Ce nombre ne dépend pas de p.

10. La variation de valence d'un atome (celui du fer par exemple) provient d'une liaison dont la solidité varie par degrés entre l'atome et les électrons flottants.

11. De la dispersion on peut déduire une limite supérieure des longueurs d'onde propres à la substance dans l'infra-rouge.

12. La conductibilité électrique d'un métal dépend du nombre des électrons libres et de leurs coefficients de frottement r. Dans les vibrations optiques, r croît avec la longueur d'onde, par suite de la plus grande perte par rayonnement. Par conséquent on ne peut calculer (comme Schuster) le nombre d'électrons dans un métal d'après ses propriétés optiques et sa conductibilité électrique.

13. On peut établir une formule qui ne contient pas r et permet ainsi de calculer approximativement le nombre des électrons dont les mouvements sont libres, d'après les propriétés optiques du métal. Les nombres ainsi calculés oscillent entre 0,5 et 7,5 par atome, les forces thermoélectriques obtenues à l'aide de ces nombres ont l'ordre de grandeur et le sens voulus. Mais un calcul plus exact est pour le moment impossible, car on ne connaît pas numériquement l'influence des vibrations propres des électrons liés sur les propriétés optiques du métal. Le nombre des électrons conducteurs par centimètre cube est particulièrement petit dans le bismuth et grand dans l'antimoine. Il est possible aussi de calculer les parcours moyens des électrons dans le métal.

14. Les observations de Hagen et Rubens sur le pouvoir émissif des métaux, pour $\lambda = 25\ \mu$, permettent de déterminer une limite inférieure du nombre des électrons conducteurs dans un métal, s'il est légitime pour ces grandes longueurs d'onde de prendre pour le

coefficient de frottement r la valeur qui correspond au courant électrique constant. En général, ce nombre n'est pas incompatible avec le nombre des électrons trouvé précédemment (13). Quelques exceptions s'expliquent en partie par les vibrations propres des électrons liés qu'on ne peut évaluer en nombres, en partie parce que, même pour ces grandes longueurs d'onde, le coefficient de frottement est plus grand que pour le courant constant.

15. La méthode proposée par J.-J. Thomson de calculer le nombre des électrons conducteurs dans un métal d'après la variation de résistance dans le champ magnétique prête à la critique au point de vue mathématique. Elle conduit à des nombres beaucoup plus petits que les nombres déduits des propriétés optiques et difficiles à concilier avec les observations de Hagen et Rubens. En outre, les nombres fourniraient (du moins dans la théorie de Drude) des pouvoirs thermoélectriques beaucoup trop grands.

16. La variation des propriétés optiques des métaux avec la température, même aux températures très basses, est beaucoup plus petite que celle de leur conductibilité électrique. Dans ce dernier cas, le coefficient de frottement r des électrons conducteurs est dû à leurs collisions avec les atomes pondérables, collisions qui augmentent avec la température, tandis que, dans les vibrations lumineuses rapides, il est dû au rayonnement des électrons, qui est indépendant de la température.

17. Comme l'a fait voir, le premier, Siertsema, la dispersion rotatoire magnétique conduit à une valeur de $\frac{e}{m}$ à peu près la même que les rayons cathodiques. Pour ces corps, le sens de rotation doit être positif, c'est-à-dire dans le sens des courants qui produisent (ou remplaceraient) le champ magnétique.

Or, dans les sels fortement paramagnétiques, la rotation est négative; dans le fer, le nickel, le cobalt, elle est positive. Cela donne à penser que les propriétés paramagnétiques sont engendrées par la rotation d'électrons négatifs. Dans cette hypothèse, la loi de dispersion rotatoire magnétique devrait être différente, suivant que la rotation est négative ou positive.

M. Lamotte.

W. JAEGER. — Die Polarisation galvanischer Elemente bei Gegenwart von festem Salz (Polarisation des piles en présence du sel solide). — P. 726-740.

A chacune des électrodes, la polarisation est déterminée par la variation de la concentration avec le temps et par la loi suivant laquelle la force électromotrice varie avec la concentration. En présence du sel solide, il se produit pendant le passage du courant un état stationnaire, dépendant de la vitesse de diffusion et des vitesses de dissolution et de cristallisation de ce sel. La polarisation et la dépolarisation spontanée ont la même allure.

M. Lamotte.

N. PAPALEXI. — Ein Dynamometer für schnelle elektrische Schwingungen, Theorie und Versuch (Electrodynamomètre pour les oscillations électriques, théorie et expériences). — P. 756-771.

Cet électrodynamomètre est à induction : la partie mobile est formée par des conducteurs placés dans le champ du courant variable.

En pratique, quatre petits carrés de 3 centimètres de côté, faits avec une bande d'aluminium de 1 millimètre de largeur sur $0^{mm},1$ d'épaisseur, sont fixés aux extrémités d'un croisillon de bois (longueur 13 mètres), de manière qu'ils soient dans le même plan. L'ensemble est suspendu à deux fils de cocon, de manière que chacun des carrés se trouve entre deux bobines plates légèrement excentrées. Une ailette en mica sert d'amortisseur.

Cet appareil peut remplacer le bolomètre dans l'étude des ondes électriques ; mais il a sur ce dernier le désavantage de posséder une self-induction notable (5000 centimètres).

M. Lamotte.

K. HONDA et S. SHIMIZU. — Ueber die Existenz des Villarischen kritischen Punktes beim Nickel (Sur l'existence du point critique de Villari pour le nickel). — P. 791-800.

Les auteurs concluent à la non-existence de ce point critique.

M. Lamotte.

M. TOEPLER. — Objektive Sichtbarmachung von Funkenschallwellen nach der Schlierenmethode mit Hilfe von Gleitfunken (Emploi des étincelles trainantes pour rendre visibles les ondes sonores produites par les étincelles). — P. 838-842.

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. XLIX; juillet à novembre 1904.

T.-W. RICHARDS et W.-N. STULL. — Ueber eine neue Methode Zusammendrüchbarkeiten zu bestimmen (Nouvelle méthode pour la mesure des compressibilités). — P. 1-15.

La compressibilité du corps étudié est comparée à celle du mercure : on détermine le poids de mercure à introduire dans le réservoir pour compenser la diminution de volume due à la pression. Des fils de platine soudés dans le réservoir ouvrent ou ferment avec le mercure un circuit électrique, quand le volume a été amené à un niveau fixe. Les corps solides qui attaquent le mercure sont étudiés dans l'eau; les corps liquides qui attaquent le mercure sont scellés dans des ampoules de verre très mince.

En prenant pour unité de pression la pression d'une mégadyne par centimètre carré, que l'auteur appelle *mégabare* (= 0,987 atm.), les compressibilités moyennes $\frac{1}{V}\frac{\Delta V}{\Delta p}$ entre 100 et 200 atmosphères seraient pour les différentes substances étudiées :

Iode...	$13 \cdot 10^{-6}$	CCl^4...	$88,3 \cdot 10^{-6}$	Ph.........	$20,8 \cdot 10^{-6}$
Brome.	57,4	$CHBr^3$.	46,7	Verre.......	2,31
Chlore.	108	H^2O...	44,1	Hg (Amagat).	3,82

Comme Barus l'a déjà observé, la compressibilité décroît quand la pression croît; la diminution relative de la compressibilité entre 100 et 500 atmosphères est (en pour 100) :

$CHCl^3$	CCl^4	Br^2	$CHBr^2$	H^2O^3	Hg
29	26	21	20,6	13	4

E.-W. MORLEY. — Ueber den Dampfdruck des Quecksilbers bei gewöhnlichen Temperaturen (Tensions de vapeur du mercure aux températures ordinaires). — P. 95-101.

Les nombres obtenus par les différents observateurs varient dans le rapport de 1 à 100; en ne conservant que les mesures les plus dignes de confiance, les écarts atteignent 6,5 0/0. L'auteur emploie la méthode hygrométrique : un volume connu d'un gaz sec traverse une quantité pesée de mercure et se sature de sa vapeur; la perte de poids du mercure permet de calculer la densité de la vapeur. En fai-

sant passer CO^2 pendant environ deux semaines à raison de 2 litres par heure dans Hg à 16°, la perte de poids est de 3 à 4 milligrammes; on en déduit la tension de vapeur $0^{mm},0010$ à 16°.

La tension de vapeur entre 0° et 70° peut s'exprimer par la formule :

$$p = ab^t; \qquad \log a = 4,6064, \qquad \log b = 0,02856.$$

J.-B. GOEBEL. — Ueber die genauere Zustandsgleichung der Gase (Équation caractéristique des gaz plus exacte). — T. XLVII, p. 471 ; t. XLIX, p. 129-161.

Si l'on écrit l'équation de van der Waals sous la forme $p = \frac{RT}{v-b} - K$, K représente la quantité dont les attractions moléculaires diminuent la pression extérieure $\frac{RT}{v-b}$. L'auteur calcule K en admettant que la force d'attraction est inversement proportionnelle à la quatrième puissance de la distance ; si l'on considère les molécules comme réduites à des points matériels, le calcul donne $K = \frac{a}{v^2}$, et l'on retrouve l'équation de van der Waals. Si l'on considère les molécules comme des sphères matérielles, le calcul donne $K = \frac{a}{(v-\alpha)^2}$, et l'équation caractéristique devient:

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{(v-\alpha)^2}.$$

Pour les six corps gazeux étudiés (CO^2, C^2H^4, Az^2O, Az^2, O^2, air) au-dessus de la température critique, cette équation se vérifie très bien en prenant pour R, a, α des constantes et pour b une fonction linéaire de la pression :

$$b = b_0 - b_1 p.$$

Pour les trois premiers gaz, $b_0 = o$; pour les trois autres, b_1 est très petit par rapport à b_0 $\left(\text{environ } \frac{1}{2000} b_0\right)$.

M. CENTNERSZWER. — Ueber eine Anwendung der Methode von Cailletet und Mathias zur Bestimmung des kritischen Volumens (Application de la méthode de Cailletet et Mathias à la détermination du volume critique). — P. 199-208.

Le principe de cette méthode a été plusieurs fois indiqué par

M. Mathias (*Congrès de Physique de Paris*, 1900, t. I, p. 615, et note annexée au rapport : *le Point critique des corps purs*, Paris, 1904).

Une masse connue M de liquide est enfermée dans un tube de verre scellé, de capacité connue V. Suivant que le rapport $\frac{M}{V}$ sera plus petit ou plus grand que la densité critique, on verra, en se rapprochant de la température critique, le tube se remplir de vapeur ou se remplir de liquide. Dans le premier cas, la densité moyenne $\frac{M}{V}$ donne la densité de la vapeur saturée à la température du tube au moment où la dernière goutte de liquide disparaît ; dans le second cas, $\frac{M}{V}$ est la densité du liquide sous la pression de sa vapeur à la température où la dernière bulle de vapeur disparaît. Pour chacun de ces phénomènes, on prendra comme valeur de T la moyenne des températures de disparition et de réapparition. Connaissant ainsi les densités du liquide et de la vapeur au voisinage de la température critique, on construit la courbe de Cailletet et Mathias, en portant en abscisses les densités, en ordonnées les températures correspondantes ; on mène ensuite le diamètre des cordes horizontales.

Corps étudiés	Température critique	Volume critique
Chlorure de méthyle..	143°,0	0,370
Oxyde d'éthyle.......	194°,4	0,258
Alcool méthylique....	240°,2	0,275

M.-W. TRAVERS. — Mitteilung über die Bildung von festen Körpern bei niedern Temperaturen, besonders mit Rücksicht auf festen Wasserstoff (Note sur la formation des corps solides à basses températures et remarques sur l'hydrogène solide). — P. 224-227.

Un même liquide peut donner soit un solide cristallin par refroidissement lent, soit une substance dure, vitreuse par refroidissement rapide; cette substance n'est, en réalité, qu'un liquide de plus grande viscosité, un pseudo-solide.

L'hydrogène reste liquide jusqu'à 14°,2 (température absolue du thermomètre à hélium) ; évaporé à cette température sous pression réduite, il commence à se solidifier quand la pression tombe à 49-50 millimètres de mercure. L'auteur étudie de près cette modification et conclut que l'hydrogène passe à l'état cristallin.

G. GEFFCHEN. — Beiträge zur Kenntnis der Loslichkeitsbeeinflussung (Contribution à l'étude des influences qui agissent sur la solubilité). — P. 25 7-303

Étude de la solubilité des gaz (H^2, O^2, Az^2O, CO^2) dans des solutions aqueuses d'électrolytes. Il y a toujours abaissement de la solubilité; l'abaissement relatif dépend de la nature du gaz et diminue quand la température augmente.

Les colloïdes n'ont à peu près aucune influence sur les propriétés dissolvantes de l'eau.

H. EULER. — Ueber Löslichkeitserniedrigung (Sur la diminution de solubilité). — P. 303-317.

1° Solubilité de l'éther et de l'aniline dans l'eau et les solutions salines. La diminution relative équivalente $a = \frac{1}{c} \frac{s - s'}{s}$ (s, solubilité dans l'eau pure; s', solubilité en présence de l'électrolyte de concentration c) dépend de la nature du sel et augmente avec sa dilution.

2° Deux sels avec un ion commun; l'auteur détermine la diminution mutuelle de solubilité pour quelques groupes d'azotates et de sulfates; il réunit en tableaux les observations d'autres expérimentateurs (Karsten, Ch. Touren, etc.).

H.-C. JONES et F.-H. GETMAN. — Ueber das Vorhandensein von Hydraten in konzentrierten wässerigen Lösungen von Elektrolyten (Existence d'hydrates dans les solutions aqueuses d'électrolytes concentrés). — P. 385-436.

Nombreuses mesures de cryoscopie, de conductibilité électrique, d'indices, de densités, sur des solutions concentrées d'environ trente sels (chlorures, bromures, iodures, azotates et sulfates); d'autres sels ont été déjà étudiés par les auteurs (*Amer. Chem. Journ.*, 1904).

Presque tous les électrolytes donnent en solution aqueuse concentrée un abaissement moléculaire qui est plus grand que l'abaissement calculé d'après leur dissociation électrolytique. Les courbes de cryoscopie comme les courbes d'ébullioscopie montrent un minimum bien net, mais pour des concentrations différentes; les courbes de conductibilité et l'indice ne donnent pas trace de minimum.

Ces propriétés s'expliquent simplement par l'existence d'hydrates; dans les solutions concentrées, la substance dissoute se combine au dissolvant en formant des hydrates qui coexistent avec les ions provenant de la dissociation du sel. Une partie du dissolvant étant combinée au corps dissous, les dissolutions sont en réalité plus concentrées que ne l'indique le poids de sel introduit. Les minima cryoscopique et ébullioscopique correspondent aux concentrations où la dissociation électrolytique et la formation d'hydrate se font équilibre, la première décroissant, la seconde croissant à mesure que la concentration croît.

H.-P. BARENDRECHT. — Enzymwirkung (Mode d'action des enzymes). P. 456-483.

Les mêmes actions catalytiques semblent régies par des lois différentes suivant qu'elles sont produites par des enzymes ou par des catalysateurs minéraux. Ainsi l'inversion du sucre par les acides est un phénomène-type de réaction monomoléculaire, tandis que l'inversion par l'invertine ne suit plus du tout la même loi. V. Henry (thèse Paris, 1903), en tenant compte de réactions secondaires, établit une relation qui se vérifie assez bien.

L'auteur émet l'hypothèse que l'action catalytique des enzymes est due à des rayonnements qui peuvent être plus ou moins absorbés par les différents sucres introduits ou formés dans la solution; de cette hypothèse, il déduit pour l'inversion du saccharose une formule vérifiée plus exactement que celle de V. Henry. D'une façon générale, les actions enzymatiques ne peuvent pas s'exprimer par une formule simple : ce sont non seulement des réactions d'équilibre, mais très souvent aussi des réactions supprimées par les changements secondaires du milieu; ce cas se produit dans tous les phénomènes enzymatiques où il se forme des hydrates de carbone à bi ou semi-rotation (tels que les glucoses α, β, γ).

T. ESTREICHER. — Ueber die Verdampfungswärme von Sauerstoff und von Schwefeldioxyd (Chaleur de vaporisation de l'oxygène et du gaz sulfureux). — P. 597-609.

Le gaz liquéfié est placé dans une enceinte isolante (récipient à vide argenté), et l'on détermine la masse de gaz vaporisée par une

quantité connue d'énergie électrique. Le courant traverse une spirale de platine immergée dans le gaz liquéfié; l'énergie électrique est mesurée par un voltmètre et un voltamètre à argent. Une première expérience donne la quantité de gaz vaporisée par le rayonnement extérieur, sans échauffer la spirale. Les chaleurs de vaporisation trouvées sont :

SO^2...	$95^c,9$ par gramme	ou	$6^c,138$ par molécule
O^2....	$57^c,8$ —		$1^c,850$ —

L'auteur se propose de déterminer les chaleurs de vaporisation de l'azote et de l'air, en vue d'élucider ce fait, résultant des mesures de Shearer, que la chaleur de vaporisation de l'air est notablement inférieure à celle de chacun des deux composants. Contrairement à l'opinion de l'auteur, ce fait ne me paraît pas invraisemblable, car la chaleur de vaporisation de l'air contient, outre les chaleurs de vaporisation des constituants, la chaleur de dissolution des liquides, qui doit être négative.

G. BAKKER. — Die Dicke der Kapillarschicht zwischen den homogenen Phasen der Flussigkeit und des Dampfes und die kritischen Erscheinungen (Épaisseur de la couche capillaire entre les phases homogènes liquide et vapeur, et phénomènes critiques). — P. 609-618; voir *J. de Phys.*, 1904, p. 881, et 1905, p. 59.

L'auteur développe les conséquences des formules qu'il a établies dans les précédents mémoires en partant de la fonction potentielle

$$-f\left(\frac{e}{r}\right)^{-\frac{r}{\lambda}}.$$

Les recherches de Müller-Ergbach et les considérations théoriques sur l'action du ménisque dans le tube capillaire rendent presque nécessaire d'admettre que les diamètres des molécules sont petits par rapport au rayon de la sphère d'activité.

L'épaisseur de la couche capillaire est donnée par la formule :

$$h = \frac{6}{5\pi f} \cdot \frac{l^2}{H}$$

(l, chaleur de vaporisation interne; H, constante capillaire). h devient infini à la température critique au-dessus de laquelle il n'existe plus qu'une densité dans un espace déterminé; cela signifie qu'immédia-

tement au-dessous de la température critique l'épaisseur de la couche capillaire devient extraordinairement grande.

La température à laquelle le ménisque disparaît (temp. de Cagniard-Latour) est la température où la couche capillaire est devenue trop épaisse pour permettre pratiquement d'observer une discontinuité dans l'indice de réfraction.

Les différentes observations au voisinage de la température de Cagniard-Latour et de la température critique peuvent très bien être d'accord avec la théorie d'Andrews et les considérations mathématiques de van der Waals; ces théories ne considèrent, en effet, que des phases homogènes et laissent de côté les propriétés de la couche capillaire.

A. BYK. — Zur Frage der Spaltbarkeit von Razemverbindungen durch zirkularpolarisiertes Licht, ein Beitrag zur primären Entstehung optisch-aktiver Substanz (Sur le dédoublement des racémiques par la lumière polarisée circulairement; contribution à la formation primaire des substances optiquement actives). — P. 641-688.

Les recherches faites pour dédoubler les racémiques au moyen de forces physiques dissymétriques (magnétisme, lumière polarisée) n'ont donné aucun résultat. L'auteur reprend une méthode essayée par M. Cotton (*Ann. Chim. Phys.*, 7e série, t. VIII, p. 373; 1896). Les tartrates cupro-sodiques droit et gauche ont des coefficients d'absorption différents pour la lumière polarisée circulairement droite ou gauche. Ils doivent aussi, d'après la loi d'absorption photochimique, se décomposer avec des vitesses différentes dans un faisceau de lumière polarisée circulairement droite ou gauche. Un mélange inactif doit devenir actif par décomposition photochimique de l'un des composants.

L'auteur pense démontrer par des observations colorimétriques qu'une dissolution de tartrate cupro-sodique inactive par compensation se rapproche, à mesure qu'on la dilue, d'une solution de tartrate gauche.

La lumière du jour étant polarisée, les actions photochimiques qui s'accomplissent dans les végétaux constitueraient une source permanente d'asymétrie unilatérale.

J. Guinchant.

G.-A. HULETT. — Queck silbersulfat und die Normalelemente (Sulfate de mercure et éléments normaux). — P. 483-501.

Dans ce travail, l'auteur décrit une méthode électrolytique pour préparer le sulfate mercureux très pur ; il étudie l'influence de l'hydrolyse du sulfate mercureux sur la force électromotrice de l'élément au cadmium.

Il a également porté son attention sur la solubilité du sulfate mercureux dans les solutions d'acide sulfurique, depuis les plus concentrées jusqu'aux plus étendues (4 molécules par litre à $\frac{1}{260}$ de molécule par litre). On sait combien cette solubilité influe sur la valeur de la force électromotrice et la durée des éléments normaux.

G. GALEOTTI. — Ueber die elektromotorischen Kräfte welche an der Oberfläche tierischer Membranen bei der Berührung mit verschiedenen Elektrolyten zustande kommen (Sur les forces électromotrices de contact entre la surface des membranes animales et différents électrolytes). — P. 542-562.

Il résulte des expériences de l'auteur qu'il existe entre la peau vivante de la grenouille et différentes solutions une force électromotrice de contact, qu'il n'est plus possible de mettre en évidence quand on a tué la peau, par l'alcool, par exemple. La grandeur et le sens de la force électromotrice dégagée dans ces conditions dépendent surtout de l'état des électrolytes avec lesquels la peau a été amenée en contact. La peau vivante ne présente pas de force électromotrice au contact des solutions de KCl, KBr, KI, ce qui prouve bien qu'il ne faut pas attribuer la précédente à un phénomène biologique.

Les phénomènes électriques que présente la peau de grenouille peuvent s'expliquer très bien, conformément à la théorie de Planck, par l'existence de différences de potentiel au contact entre des solutions très étendues, pourvu qu'on admette que les couches intérieures et extérieures présentent, pour les différentes sortes d'ions, une perméabilité différente.

BERNHARD SCHAPIRE. — Beitrag zur Kenntnis des elektrischen Leitvermögens von Natrium-und Kaliumchlorid in Wasser-äthylalkoholgemischen (Contribution à l'étude de la conductibilité électrique des chlorures de sodium et de potassium dissous dans les mélanges d'eau et d'alcool éthylique). — P. 513-541.

L'auteur, par de nombreuses mesures, prouve que, contrairement à la supposition de Lenz, les nombres de transport dépendent de la teneur en alcool. Le nombre de transport du cation augmente régulièrement quand la proportion d'alcool croît.

La conductibilité moléculaire diminue à mesure qu'on ajoute de l'alcool ; la formule de Kohlrausch $\frac{\Lambda_\infty - \Lambda}{\Lambda^p} = c\eta^{\frac{1}{2}}$ rend bien compte des résultats.

Le rapport $\frac{\Lambda_{H^2O}}{\Lambda_{Alc}}$ n'est pas constant ; il diminue quand le volume moléculaire V croît. Comme il n'est pas constant pour les solutions les plus étendues (V = 600 et V = 900), on doit en conclure que la mobilité des ions et le degré de dissociation sont abaissés par l'addition d'alcool.

Pour tous les alcools étudiés, l'auteur a vérifié l'exactitude de la formule de Wakeman $\frac{\Delta}{p\,(100 - p)} = C^{te}$, où Δ représente la diminution de mobilité des ions, p le volume pour cent d'alcool.

La formule proposée par Arrhénius :

$$\Lambda_{Alc} = \Lambda_{H^2O}\left(1 - \frac{\alpha}{2}\text{ volume pour cent}\right)^2,$$

s'applique jusqu'à la teneur 10 0/0 d'alcool.

E. ROTHÉ.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE;

T. II; 1904.

W. LOUGUININE. — Étude thermique de l'aldéhyde salicylique. — P. 1.

Dans le but d'étudier l'action polymérisante du groupement oxyhydrile, l'auteur a déterminé un certain nombre de constantes se

rapportant à l'aldéhyde salicylique. Contrairement à ce qui se passe dans beaucoup de cas, cette action polymérisante ne se fait pas sentir pour cette substance.

La chaleur spécifique entre 20° et 193° a été trouvée égale à 0,4540 ; la température d'ébullition, à 196°,70 sous la pression normale, avec une variation moyenne de 0°,0562 par millimètre de pression entre 760 et 720 millimètres. La chaleur latente de vaporisation est 74,89 calories, ce qui donne, pour le nombre tiré de la formule de Trouton, 19,45. Cette faible valeur ne peut cependant être attribuée à une valeur anormale de la densité de vapeur, car cette densité, déterminée à 220° par la méthode de Dumas, est de 4,466 et ne s'éloigne pas suffisamment de la densité théorique admise 4,18.

J.-D. VAN DER WAALS. — L'état liquide et l'équation d'état. — P. 7 [1].

J.-F. EYKMAN. — Sur un appareil ébullioscopique. — P. 47.

Description d'un appareil ébullioscopique dans lequel, comme dans la modification de M. Sakuraï, on chauffe la solution par un courant de vapeur du solvant pur. Il est plus simple et se compose d'une première éprouvette contenant le solvant, assez longue pour que la partie supérieure joue le rôle de réfrigérant. A l'intérieur de celle-ci glisse une éprouvette plus petite, munie d'un tube latéral et contenant la solution à étudier. Cette éprouvette a été calibrée pendant que le thermomètre est en place, ce qui permit la détermination rapide du volume. On peut faire une série de mesures, en relevant chaque fois l'éprouvette intérieure vers l'orifice de la première et y ajoutant la substance à étudier provenant d'un vase préalablement taré.

A. JACQUEROD et E. WASMER. — Points d'ébullition sous diverses pressions de la naphtaline, du biphényle et de la benzophénone, déterminés au moyen du thermomètre à hydrogène. — P. 52.

Ces substances présentent, sur beaucoup d'autres employées pour chauffer les étuves, l'avantage d'être très stables et facilement purifiées. L'inconvénient dû à ce qu'elles sont solides à la température ordinaire peut être évité assez facilement. Dans les expériences

---

[1] Extrait des *Archiv. Néerl. des Sc. ex. et nat.* (Voir *J. de Phys.*, ce vol., p. 34).

de détermination des températures d'ébullition, le ballon contenant le liquide en ébullition était en relation avec une étuve analogue à la jaquette de Ramsay et Young [1], sorte d'éprouvette renversée à double paroi de la forme des récipients à air liquide; la partie supérieure de l'espace annulaire était en communication avec un tube droit faisant l'office de réfrigérant ascendant, et, pour éviter l'obstruction, ce tube traversait un manchon qu'on remplissait d'eau bouillante dès que les premiers cristaux se montraient; la condensation à l'état liquide de la substance suffisait par la suite à maintenir l'eau à 100°, et l'appareil pouvait fonctionner pendant plusieurs heures sans surveillance.

Le thermomètre à hydrogène était à peu près semblable à celui déjà employé par l'un des auteurs dans d'autres recherches [2].

Les points d'ébullition ont été déterminés pour des pressions allant de 800 à 380 millimètres pour la naphtaline et la benzophénone, de 800 à 250 millimètres pour le biphényle et la benzophénone.

A la pression normale, les températures d'ébullition sont:

Naphtaline	Biphényle	Benzophénone
217°,68	254°,93	305°,44

Les valeurs obtenues peuvent servir à l'étalonnage des thermomètres entre 190° et 300° et être considérées, à 0°,007 près, comme rapportées à l'échelle absolue.

A. TARDY et P.-A. GUYE. — Études physico-chimiques sur l'électrolyse des chlorures alcalins. Mode de fonctionnement des diaphragmes. — P. 79 [3].

Les propriétés physiques qui permettent de calculer l'influence des diaphragmes dans les électrolyseurs se réduisent à la porosité et la perméabilité.

La porosité est déterminée par des pesées du diaphragme sec et humide; on mesure également la surface totale, la surface utile, l'épaisseur moyenne, ce qui permet de calculer le volume total, la section totale des canalicules, le rapport du vide au volume apparent et au plein, la densité réelle de la matière.

La perméabilité est mesurée au moyen d'un système formé de

---

(1) *Journal Chem. Soc.*, vol. XLVII.

(2) *Philos. Trans. of the Royal Soc.*, A., v. 200, p. 111; 1902.

(3) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 406.

deux cloches placées l'une au-dessus de l'autre et séparées par la plaque à étudier. Les cloches présentent : la supérieure, une tubulure par où arrive le liquide provenant d'un vase de Mariotte et une autre pour un manomètre ; l'inférieure, un tube à écoulement. Si S est la surface perméable en décimètres carrés, h la pression en centimètres d'eau et v le volume d'eau écoulé par heure, le coefficient K de perméabilité du diaphragme pour l'eau, ou le débit horaire par décimètre carré pour une pression de 1 centimètre d'eau, est :

$$K = \frac{v}{Sh}.$$

Pour un autre liquide de viscosité η', celle de l'eau étant η, on a :

$$K'_1 = K_1 \frac{\eta}{\eta'},$$

d'où :

$$K'_1 = K_1\eta = K'\eta' \ldots = K.$$

K est le coefficient absolu de perméabilité du diaphragme. Cette étude a été faite pour sept types de plaques poreuses du commerce, et ces données permettent de caractériser le rôle des diaphragmes dans les électrolyseurs.

Le voltage absorbé par un diaphragme peut s'exprimer par la formule :

$$\mathcal{E}_D = \frac{i'}{\pi} \frac{e}{100 r_1}.$$

i' étant la densité du courant en ampères par décimètre carré, e l'épaisseur, π la conductibilité électrolytique de l'électrolyte en inverses d'ohm, r_1 le rapport du vide au volume apparent du diaphragme. Le terme $\frac{e}{100 r_1} = \rho_D$ peut être considéré comme le coefficient de résistivité du diaphragme. Cette chute de potentiel est de l'ordre de $0^v,2$, plus faible qu'on ne l'admettait généralement.

La perte de rendement par diffusion physique s'exprime par la formule :

$$p = \frac{t\sigma S_2 D (c' - c)}{e},$$

t étant le temps en heures, σ la section filtrante par centimètre carré, S_2 la surface utile, D le coefficient de diffusion de la solution et

$c' - c$ la différence des concentrations des deux côtés du diaphragme exprimée en gr/cm³. Ici encore on retrouve un facteur spécifique du diaphragme $\frac{\sigma S_2}{e} = \pi_D$, que les auteurs appellent le coefficient spécifique de perte par diffusion. Le contrôle expérimental, réalisé au moyen de l'appareil qui avait servi à la mesure de perméabilité placé horizontalement, indique une perte plus faible d'environ moitié de la perte théorique. Il faut attribuer cela à la valeur de e qui suppose les canalicules droits, tandis qu'ils sont certainement tortueux ; l'expérience indique donc qu'il faut, pour en tenir compte, faire entrer dans la formule une épaisseur virtuelle e' déterminable expérimentalement et voisine de $2e$.

Quant à l'action de l'endosmose électrique, on a, à un facteur constant près,

$$Q = \frac{Ks'hd}{2\eta},$$

s' étant la surface du diaphragme entre les deux niveaux, $\frac{hd}{2}$ la pression moyenne exercée par l'électrolyte, et η la viscosité. Le coefficient absolu de perméabilité du diaphragme K donne donc la mesure relative du débit endosmotique auquel celui-ci peut donner lieu.

Pratiquement, les auteurs recommandent d'éviter la dénivellation dans les deux compartiments et d'adopter, comme densité de courant, une valeur assez élevée pour que le courant endosmotique annule les effets de diffusion. Pour un ampérage donné, on peut, en particulier, agir par le choix de la perméabilité du diaphragme.

P. LEMOULT. — **Relations générales entre la chaleur de combustion des composés organiques et leur constitution ; calcul de chaleur de combustion.** — P. 201.

La méthode employée par Thomsen pour déterminer les chaleurs de combustion s'est montrée insuffisante dans bien des cas et était basée sur les données reconnues inexactes du « Brûleur universel ».

L'auteur propose et vérifie, d'après les données plus récentes de M. Berthelot, une méthode de calcul différente. Le principe consiste à considérer, au lieu des molécules isolées, les atomes mêmes constituant ces molécules. Chaque molécule de carbone, par exemple, est constituée par un groupement indissoluble $4c = C$ d'atomes c, liés par

une énergie qu'il est inutile de connaître; mais, dans la formation d'une molécule complexe, il faudra tenir compte de la réunion de deux ou plusieurs atomes c, ou de c avec H, ou de $2c$ avec $2c$, etc. Par exemple, le propylène contient, dans ce système représentatif, une fois $c^2 = c^2$, une fois $c - c$, six fois $c - H$.

En attribuant à chaque groupe une valeur numérique invariable dans la chaleur de formation, on peut reproduire par le calcul cette quantité pour tous les corps organiques, en en faisant la somme. Ici $c - c = 51$ calories, $c^2 = c^2 = 130$ calories, $c - H = 53$ calories, ce qui donne pour le propylène 499 calories, la valeur mesurée est 499,3.

Pour les carbures saturés, et en particulier pour le groupe C^nH^{2n+2}, on a :

$$(n - 1)\,51 + (2n + 2)\,53 = 157n + 55,$$

n étant le nombre d'atomes de carbone, $n + 2$ celui des atomes d'hydrogène ; et si on écrit plus simplement C^xH^y,

$$z = 102x + \frac{55}{2}\,y.$$

Cette formule est valable pour les carbures cycliques et leurs dérivés à chaînes latérales saturées ; elle se retrouve pour les carbures saturés, mais avec un terme correctif, qu'on peut déterminer de la même façon, $+ 28$ par exemple, pour les carbures éthyléniques ; dans les composés oxygénés, le terme correctif dépend des groupes fonctionnels (alcools, aldéhydes, acétones, etc.).

La permanence des facteurs numériques 102 et $\frac{55}{2}$ explique les lois de l'homologie et de l'isomérie.

J. SCHURR. — Recherches sur la vitesse de dissolution des sels dans leurs solutions. — P. 245 (1).

J. REYCHLER. — Quelques considérations à l'appui de la théorie des « ions mobiles ». — P. 307.

Cette théorie, énoncée par l'auteur en 1892 (2) et développée depuis dans la 3e édition de son ouvrage (3), aurait pour but de remplacer

(1) Voir *J. de Phys.*, ce vol., p. 17.
(2) *B. Soc. Chimique de Paris*, 3e série, VII, p. 817.
(3) Reychler, *les Théories physico-chimiques*, 1903, A. Hermann.

celle d'Arrhénius, en évitant la critique relative à la chaleur nécessaire pour la formation des ions aux dépens de la molécule complexe en solution diluée.

Elle fait jouer à l'eau un rôle prépondérant, en admettant que la plupart de ses molécules sont polymérisées, conformément aux faits, mais qu'il y a toujours une petite portion de molécules simples, aptes à réagir sur les molécules salines en formant des systèmes salins :

$$\text{MA} + \text{HOH} \rightleftarrows \text{MOH} + \text{HA},$$

réaction limitée, comme tous les phénomènes d'hydrolyse proprement dits, contrairement à ce qu'en pense M. J. Traube [1].

L'entrée en jeu des molécules d'eau simple rompt l'équilibre par rapport aux molécules polymérisées, et il y a formation de nouvelles molécules HOH capables d'agir à leur tour (la chaleur de neutralisation constante serait alors la chaleur de formation d'eau polymérisée aux dépens de 2 molécules d'eau simple).

La pression osmotique s'explique comme dans la théorie d'Arrhénius en admettant l'activité individuelle des systèmes salins et des molécules d'eau ainsi dépolymérisées. La mobilité des ions nécessaires à l'explication des phénomènes d'électrolyse résulte de la facilité de la transformation

$$\text{MOH} + \text{HA} \rightleftarrows \text{MA} + \text{HOH},$$

d'après un mécanisme qui rappelle la théorie primitive de Grotthus.

H. PÉLABON. — Sur les mélanges de certains sulfures et arséniures avec les métaux correspondants. — P. 321.

Les températures de solidification sont étudiées au moyen d'un couple thermo-électrique platine-platine iridié, relié à un galvanomètre à microscope Carpentier. On suit la marche du galvanomètre pendant la solidification, et la courbe qui donne la marche de la température avec le temps présente, suivant la nature de la substance qui se solidifie, un ou plusieurs paliers dénotant la présence d'un composé défini qui se solidifie. Il y a lieu de distinguer avec soin la solidification commençante et finissante, et surtout d'éviter la surfusion.

(1) *Chemiker Zeitung*, XXVII, p. 827.

Les résultats sont présentés sous forme de courbes obtenues en portant en abscisses les proportions de métalloïde et en ordonnées les températures de solidification commençante. Elles partent des points de fusion du métal pur et présentent des points anguleux correspondant à des composés définis, à partir desquels on a des solutions.

Les sulfures et séléniures de Bi répondant aux formules BiS et BiSe sont nettement mis en évidence, ainsi que les courbes de fusibilité des mélanges qu'ils forment, soit avec un excès de métal, soit avec un excès de métalloïde. Il ne se forme pas des mélanges eutectiques. L'antimoine donne lieu à des considérations analogues.

Ces résultats sont d'accord avec ceux du même auteur obtenus en étudiant l'action du gaz hydrogène sur le BiS en présence de masses variables de bismuth (1).

J.-A. LE BEL. — Sur la constitution de l'ammonium. — P. 340.

Considérations sur le rôle chimique des quatre atomes d'hydrogène de l'ammonium, d'où il résulte leur identité absolue. Cependant certaines particularités physiques et chimiques portent à admettre comme constitution particulière de l'atome celle de l'atome-tourbillon de lord Kelvin.

OSTWALD. — Éléments et combinaisons. — P. 377.

Conférence « Faraday », tenue à Londres dans l'auditoire de la Société Royale, le 18 mars 1904. Après avoir rendu hommage aux idées de Faraday, qui fut un précurseur dans les idées qu'il va exposer, l'auteur montre que toutes les lois de la chimie moderne peuvent se déduire directement de la stochiométrie. L'étude générale des corps, au point de vue des phases, permet d'arriver à la définition nette des individus chimiques, puis de la loi des proportions constantes, et enfin des éléments.

Mais, de cette définition même, il résulte que la conception des éléments est toujours sujette à modification, au fur et à mesure que se perfectionnent nos moyens d'investigation. Les corps peuvent être

(1) *Ann. de Phys. et Chim.*, 7e série, t. XXV.

représentés, d'une façon imagée, par les extrémités de perpendiculaires élevées au-dessus d'un plan, proportionnelles à l'énergie propre de ces corps, les points du plan étant déterminés par deux propriétés spécifiques du corps. Dans cette représentation, les éléments correspondent aux points d'énergie minimum; ils sont comme les extrémités de stalactites suspendues dans une grotte; en général, la quantité d'énergie pour passer d'un élément à l'autre est trop grande et nous n'avons pas les moyens de le faire; mais, si nous considérons en particulier les éléments à poids atomiques élevés, les sinuosités qui les représentent diffèrent peu, et on conçoit le passage de l'un à l'autre, par exemple le passage du radium à l'hélium.

D'une façon générale, la découverte de nouveaux éléments correspond à la mise en jeu de nouveaux moyens d'employer l'énergie.

R. MAGINI. — Influence de la configuration et des liaisons moléculaires sur les spectres ultra-violets d'absorption. — P. 403.

Les recherches précédentes sur les spectres d'absorption et la configuration chimique n'ont pas donné de résultats précis, parce qu'elles portaient sur des corps ayant entre eux des relations déjà éloignées. On pouvait espérer mieux en s'adressant à des isomères.

Les mesures ont été faites au moyen d'un réseau concave de diffraction de 3 mètres de rayon et d'une lampe à arc à électrodes métalliques, dont le spectre était photographié. Les cuves à absorption étaient en quartz, et on faisait varier l'épaisseur plutôt que la dilution.

Les isomères stéréochimiques ont présenté une absorption parfaitement identique. Ceux dans lesquels il y a une double liaison, déterminant des formes cis et trans, présentent une absorption très différente, mais du même ordre de grandeur. Quant à l'isomérie ortho, méta et para, elle donne des absorptions très fortes et croissantes du premier terme au dernier.

La double liaison a une influence prépondérante, d'ailleurs particulière à la région ultra-violette, qui semble bien en relation avec le phénomène de résonance, contrairement à la théorie de Spring.

DUHEM. — Sur les métaux flués. — P. 438.

Essai de représentation graphique des conditions d'existence des métaux à l'état recuit (tels qu'ils se présentent après solidification par refroidissement) ou flués, d'après les données expérimentales de M. Spring [1].

Si on représente par $\Phi_1(\pi T)$ le potentiel thermodynamique du métal recuit à la température T et à la pression π, $\Phi_2(\pi T)$ celui du métal flué, l'équation $\Phi_1(\pi T) = \Phi_2(\pi T)$ est représentée dans un système de coordonnées, où les températures sont prises pour abscisses et les pressions pour ordonnées, par une courbe qui est la courbe de transformation. Cette courbe partage le plan en deux régions, dans lesquelles l'une des espèces ne peut subsister qu'à la condition d'être en état de faux équilibre. La connaissance des phénomènes qui ont lieu quand on passe à des pressions ou à des températures élevées, du sens de la variation de densité pendant la transformation, de la différence de potentiel dans un couple formé des deux espèces de métaux, permet de construire avec leur allure vraie les courbes séparant les deux états et même les régions de faux équilibres.

La disposition de ces courbes est la même pour tous les métaux, avec cette particularité, pour le bismuth, que le point représentant les conditions ordinaires de température et de pression est placé dans la région où le bismuth flué est en équilibre véritable. C'est l'inverse qui se produit pour les autres métaux.

Dr Oscar SCARPA. — La viscosité des solutions d'eau et de phénol. — P. 447 [2].

P.-Th. MULLER et Ed. BAUER. — Chaleur de neutralisation de quelques pseudo-acides (acides isonitrosés). — P. 457.

Idem. — Détermination de la chaleur de dissociation de quelques acides isonitrosés par la méthode des conductibilités. — P. 472.

Quand on mélange deux électrolytes et que les ions restent à cet état, il n'y a aucun dégagement de chaleur (loi de la thermoneutralité). Mais, s'il y a formation d'une molécule neutre, la réaction au point de vue thermochimique se réduit à la formation d'une molécule

(1) *J. de Chimie-Physique*, t. I, p. 593.
(2) *Il Nuovo Cimento*, nov.-déc. 1903; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 577; 1904.

d'eau, ce qui se traduit par un dégagement de 13^{c},7. Ces résultats ont été confirmés par Kohlraush, qui se base sur l'étude des conductibilités.

Dans l'action d'un acide faible sur une base forte, en admettant que le premier n'est pas dissocié et que la base l'est complètement, l'équation montre que la différence de la chaleur dégagée avec 13,7 représente la chaleur de dissociation de l'acide. Dans le déplacement d'un acide faible par un acide fort, cette différence représente encore la même quantité au signe près. Les deux méthodes permettent un contrôle nécessaire, l'hypothèse admise sur la dissociation complète ou nulle des deux sortes d'acides étant limitée.

Les mesures ont été faites à 0°, d'après le dispositif indiqué par M. Berthelot.

Les acides isonitrosés pseudo-acides ont une chaleur de dissociation anormale, à peu près indépendante de la température.

Le même sujet a été traité par la méthode de Kohlraush consistant à déterminer la conductibilité limite des sels de soude et le coefficient d'affinité K entre 0° et 40°, d'où on conclut la chaleur de dissociation par la formule de Van t'Hoff :

$$Q = 2T^2 \frac{dL \, . \, K}{dT}.$$

Les résultats sont concordants avec les données de la thermochimie.

W. SPRING. — Sur la décomposition de quelques sulfates acides alcalins à la suite d'une déformation mécanique. — P. 498.

Il ne s'agit plus ici de substances dans lesquelles le volume moléculaire est plus grand que la somme des volumes des constituants, comme pour l'hydrate de sulfure d'arsenic, et dont la décomposition est facile par compression, mais de corps dont le volume moléculaire est plus petit que la somme des volumes des composants et où la compression produit un effet chimique lorsqu'on permet à la matière de se déformer mécaniquement. C'est le cas où il y a écoulement solide ou flux.

L'expérience a porté sur les sulfates acides de tous les sels des métaux alcalins et alcalino-terreux, qui sont comprimés lentement,

pour éviter toute élévation de température importante, dans un cylindre en acier percé d'un trou, de façon que la matière flue.

La différence entre la compression simple et la déformation mécanique est très nette. Le mélange $2NaHSO^4 + CuO$ reste noir après compression simple, mais devient blanc après déformation mécanique. Il y a une analogie dans l'effet du mortier.

Les sels de Li et Na se décomposent facilement, surtout s'ils sont hydratés; les autres sels résistent à cet effet de laminage. Cette action agit donc dans le même sens qu'une élévation de température, et la résistance à la décomposition par déformation mécanique est d'autant plus grande que la substance est plus réfractaire.

Elle s'explique en admettant que, pendant la déformation mécanique forcée, il y a pseudo-fusion, ce qui permet l'isolement de la partie liquide à la température de l'expérience.

Cette étude peut trouver son application en géologie, où la formation de certains minéraux ne pourrait s'expliquer qu'en admettant des élévations locales de température.

ARNALDO PIUTTI. — Sur la densité des asparagines. — P. 515.

Des expériences anciennes avaient indiqué entre les deux asparagines gauche et droite, une différence de densité de 0,02, cependant que des recherches ultérieures de Liebich et Walden sur la densité de plusieurs substances actives n'avaient, au contraire, montré aucune différence, si ce n'est avec la variété racémique.

M. W. Retgers (1) a montré, d'un autre côté, que les cristaux pouvaient facilement, toute impureté chimique étant éliminée, se charger d'impuretés physiques dues à ce que les cristaux qui se déposent de leurs solutions contiennent presque toujours une certaine quantité d'eau mère et de petites bulles d'air occluses.

On a séparé les cristaux impurs par la méthode de suspension dans des liquides de densité voisine, et opéré uniquement sur les cristaux les plus lourds. Avec des précautions particulières pour maintenir la température constante, on a trouvé, pour les densités de l'asparagine gauche et droite, 1,5434 et 1,5433, valeurs qui peuvent être considérées comme identiques. L'asparagine inactive a donné au contraire 1,4540.

(1) *Zt. physik. Chem.*, III, 289 ; 1889.

Georg.-W.-A. KAHLBAUM. — Sur les variations de densité provoquées par le passage à la filière. — P. 527.

La mesure exacte de la densité des solides est rendue très délicate par la difficulté de se procurer des échantillons convenables. Trois cylindres de cuivre tournés dans le même bloc présentent des différences sensibles et ont donné pour valeur de la densité 8,4412, 8,6936, 8,4297 ; le caractère individuel de chaque échantillon est donc de première importance.

On peut espérer se rapprocher de la densité vraie en soumettant l'échantillon à la compression. Les recherches dans ce sens ont mis en évidence, en même temps que celles de M. Spring, l'augmentation de densité sous la pression suivie d'une diminution, la pression pour laquelle a lieu cette inversion n'étant d'ailleurs pas la même pour les différents métaux.

Les recherches exposées ont été faites sur des échantillons de platine, par la méthode hydrostatique du Bureau international des Poids et Mesures. Ceux-ci étaient étudiés avant et après avoir été étirés, puis après avoir été recuits. Il en résulte : 1° la confirmation du fait des variations individuelles ; 2° que le martelage et le forgeage élèvent la densité et diminuent ces différences ; 3° qu'une compression trop forte provoque une diminution de la densité.

Ch.-E. GUYE. — Les hypothèses modernes sur la constitution électrique de la matière. Rayons cathodiques et corps radioactifs. — P. 549.

Revue des théories modernes sur la constitution de la matière. L'auteur expose d'abord les essais d'explication mécanique des phénomènes, puis la méthode inverse, inaugurée par Maxwell, d'explications électriques des phénomènes mécaniques.

L'inertie électromagnétique (démontrée par les phénomènes de self-induction) doit se retrouver dans une charge électrique en mouvement, qui se comporte comme un courant électrique (expériences de Rowland, Pender et Crémieu) ; mais cette inertie est fonction de la vitesse et pratiquement constante quand la vitesse de déplacement de la charge est petite. Elle tend vers l'infini quand cette vitesse atteint celle de la lumière.

Nous pouvons nous représenter l'atome d'un corps simple comme composé d'un très grand nombre de charges électriques (ce qui est en rapport avec la complexité des spectres); mais il y a divergence pour savoir s'il faut admettre un substratum matériel ou non (théorie des ions ou des électrons).

L'inertie de la matière dite pondérable serait une fonction de la vitesse, à moins que l'ion ne se déplace avec la vitesse de la lumière, de sorte que les phénomènes que nous observons ne seraient qu'un cas particulier du phénomène électromagnétique plus général.

Reste à chercher les appuis de ces hypothèses dans les phénomènes nouveaux des rayons cathodiques et des corps radioactifs.

G. Roy.

Olof LINDERS. — Die Formelzeichen, ein Beitrag zur Lösung der Frage der algebraischen Bezeichnung der physikalischen, technischen und chemischen Grössen (Des symboles dans les formules; essai de fixation des symboles représentant, dans les formules algébriques, les diverses grandeurs usitées en physique, en chimie et dans l'art de l'ingénieur). — *Verlagsbuchhandlung von Jäh und Schunke*, Leipzig, 96 pages.

Dans cet ouvrage, l'auteur a surtout en vue l'unification des symboles employés dans les formules techniques et scientifiques. Cette question, dont s'est déjà préoccupé le Congrès de Chicago (1893) (propositions de M. E. Hospitalier), au point de vue spécial de l'électrotechnique, est actuellement mise à l'ordre du jour par un grand nombre de sociétés savantes étrangères (*Deutsche physikalische Gesellschaft*, 1903; *Oesterreichische Ingenieur und Architekten Vereine*, 1903; *Deutsche Bunsen Gesellschaft*, 1903). Elle semble d'ailleurs appelée à prendre une importance croissante de jour en jour, en présence du nombre chaque jour croissant de travaux scientifiques et techniques publiés dans les différents pays. C'est dans cette voie qu'il faut évidemment chercher tout d'abord, si l'on veut rendre plus fréquents et plus fructueux les échanges d'idées entre savants, spécialistes de divers ordres (physiciens, chimistes, architectes, ingénieurs) et de diverses nationalités; si l'on veut, en outre, rendre plus faciles la lecture des mémoires originaux ainsi que les recherches bibliographiques; si l'on veut enfin éviter des pertes considérables de temps et des confusions souvent inextricables. Que de fois, aujourd'hui, l'au-

teur, pour être compris, n'est-il pas obligé de faire précéder son mémoire d'un tableau comparatif des diverses notations employées jusqu'alors, dans le même ordre de questions ! Et cette précaution, tout en la diminuant, est loin de supprimer la fatigue imposée au lecteur.

Telle est la question que cherche à résoudre l'auteur, et à laquelle il était admirablement préparé par la direction de services techniques qu'il a exercée, durant de longues années, en qualité d'ingénieur en chef. Il s'en était, du reste, déjà occupé dans un précédent ouvrage (¹), dont celui-ci est, pour ainsi dire, le prolongement naturel. Près de neuf cents grandeurs sont passées en revue dans ce travail; elles sont empruntées à la géométrie, la mécanique générale, l'hydraulique, la pneumatique, l'acoustique, la thermodynamique, l'optique, l'électrostatique, le magnétisme, l'électrodynamique, l'électromagnétisme et la chimie. Elles ont été groupées de la façon la plus rationnelle, tant au point de vue de leur définition algébrique que de la manière dont elles se présentent dans la pratique; leur ensemble forme une suite logique, un tout cohérent et complet. Des tables très détaillées donnent, pour chaque grandeur, son équation aux dimensions, puis, dans une série de colonnes, les notations et symboles employés dans les manuels et les formulaires les plus répandus en Allemagne, en France et en Angleterre, puis les propositions, très peu nombreuses, faites jusqu'ici par diverses sociétés savantes; enfin, une série de quatre colonnes donne les différents systèmes, très peu différents d'ailleurs, élaborés par l'auteur.

On a cherché à troubler le moins possible les habitudes acquises. Les symboles ont été généralement formés avec les premières lettres des mots usités dans les langues française, allemande et anglaise. Par exemple, pour les trois grandeurs : force, travail, puissance, on avait à choisir entre les trois systèmes de notations : F, T, P (français); K, A, L (allemand : *Kraft*, *Arbeit*, *Leistung*), et F, W, P (anglais : *force*, *work*, *power*). C'est ce dernier système que l'on a choisi, comme étant déjà le plus communément employé, et le symbole T du français (travail) étant d'ailleurs réservé à la température et ne pouvant convenir à désigner en même temps le travail.

(¹) *Die für Technik und Praxis wichtigsten physikalischen Grössen, in systematischer Darstellung, sowie die algebraische Bezeichnung der Grössen; Physikalische Mass-systeme; Nomenklatur der Grössen und Masseinheiten;* von Olof Linders; Leipzig.

De même pour les grandeurs : courant, force électromotrice, résistance, le français donnerait C, E, R, ainsi que l'anglais (*current electromotive force resistance*) ; l'auteur propose donc C, E, R.

Un système particulier permet de distinguer immédiatement les grandeurs principales de celles que l'on désigne sous le nom de coefficients spécifiques (grandeurs rapportées à une unité de longueur, de volume, de surface, de masse, etc.), ainsi que de celles qui sont de simples valeurs numériques. Enfin, une table très commode, qui termine le mémoire, permet, étant donné un symbole, de retrouver immédiatement la place qu'il occupe dans le corps de l'ouvrage. Une même grandeur peut d'ailleurs y figurer plusieurs fois, autant que cela est nécessaire à la clarté de l'exposition ou à la facilité des recherches. Une fois cette recherche terminée, la grandeur, figurée par le symbole, est aussitôt définie, tant par son nom habituel que par la position qu'elle occupe dans le tableau rationnel des grandeurs et par son équation aux dimensions.

En un mot, la question est très complètement et très judicieusement étudiée ; et, quoique l'auteur ne prétende pas avoir d'autre ambition que de provoquer la discussion et de susciter des travaux semblables au sien, qui permettent de mûrir le problème pour de futures ententes internationales, il n'est cependant pas permis de douter que, si le mémoire de M. Olof Linders est connu et étudié par les savants et techniciens des différents pays, il ne contribue activement à nous rapprocher de la solution souhaitée.

F. Carré.

F. KERNTLER. — Die Ermittlung des richtigen elektrodynamischen elementar gesetzes auf Grund allgemein anerkannter Thatsachen und auf dem Wege einfacher Anschauung (Détermination de la loi électrodynamique élémentaire exacte à l'aide de faits généralement reconnus et d'observations simples). — *Buchdrückerei der Pester-Lloyd-Gesellschaft ;* Budapest.

Exposé élémentaire et sans appareil mathématique des idées de l'auteur, qui ont déjà été longuement analysées dans ce recueil (1).

F. C.

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 556 ; 1899 ; — 4e série, t. III, p. 190 ; 1904.

V.-R. KOCH. — **Relative Schweremessungen in Wurtemberg (Mesures relatives de la pesanteur dans le Wurtemberg) (Extrait des *Jahresheften des Vereins für vaterländische Naturkunde in Wurtemberg, Jahrgang*, 1905).**

Exposé des mesures faites pendant les années 1900 et 1904 dans le but de déterminer la constante de gravité à Stuttgard, par comparaison avec la valeur fixée antérieurement par M. Haid à Carlsruhe.

On a employé la méthode du pendule et observé les durées des oscillations par la méthode des coïncidences. Les observations étaient faites pendant la nuit; les deux salles pouvaient alors être mises en relation permanente au moyen des réseaux téléphoniques et télégraphiques reliant les deux stations.

En admettant pour g, à Carlsruhe, la valeur 980,982 centimètres; on a trouvé pour g à Stuttgard :

en juin 1900....	980,914 (98) ± 0,0006
en mars 1904....	980,917

ce qui met en évidence une différence, entre les valeurs de 1900 à 1904, de + 0,0029 centimètre, quantité 5 fois plus grande que la moyenne des erreurs possibles.

L'auteur croit à la réalité de cette variation, et se propose de multiplier les mesures, qui permettront de vérifier ce fait.

G. Roy.

ERRATUM

Page 259, ligne 17 :

au lieu de	$CdV = nrE - (nrV + Q)$,
lire	$CdV = [nrE - (nrV + Q)]\, dt$.

ALFRED POTIER

Alfred Potier, né à Paris, le 11 mai 1840, entra à l'École Polytechnique à l'âge de dix-sept ans et en sortit dans le corps des Mines. Successivement répétiteur de physique à l'École Polytechnique (1867), professeur de physique à la même école, en remplacement de Jamin (1881), enfin examinateur de sortie en 1895, il ne résigna ces dernières fonctions que vaincu par la longue et douloureuse maladie qui l'a emporté, le 8 mai 1905. En 1891, il avait été élu membre de l'Institut dans la section de physique, en remplacement d'Edmond Becquerel.

Mathématicien et physicien, minéralogiste et géologue, il avait une égale compétence dans les parties les plus diverses des sciences pures et appliquées. Comme ingénieur des Mines, il fut attaché, en 1863, au sous-arrondissement minéralogique de Paris, puis en 1867 au service de la Carte géologique détaillée de la France. Il consacra aux études que ces fonctions lui imposaient une part importante de son activité scientifique, ainsi qu'en témoignent diverses notes qu'il a publiées dans les *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, soit seul, soit en commun avec M. Douvillé ou avec M. de Lapparent. Jusqu'à sa mise à la retraite comme inspecteur général des mines en 1902, il n'a cessé de faire bénéficier le service de la Carte géologique de ses connaissances approfondies dans le domaine de la stratigraphie.

C'est surtout à la physique mathématique et, à un moindre degré, à la physique expérimentale, qu'il a consacré son principal effort. Mécanique rationnelle, thermodynamique, optique, électricité pure ou appliquée, il n'est pour ainsi dire aucune branche des études qui nous intéressent à laquelle il n'ait apporté quelque contribution originale. Nous nous bornerons à signaler ici quelques-uns de ses travaux les plus importants.

Les problèmes qui, presque au sortir de l'École Polytechnique, ont d'abord sollicité son attention, se rapportent aux parties les plus délicates de l'optique. Dès 1867, il publiait dans les *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences* une note remarquée *Sur la diffraction de la lumière polarisée* (1). Peu après il abordait le problème de

(1) *C. R.*, t. LXIV, p. 960.

la *Polarisation elliptique par réflexion vitreuse* (1), auquel il devait revenir avec plus de détails dans un mémoire théorique, présenté à l'Académie des Sciences en 1889 (2). Ses études *Sur le principe d'Huygens* (3) et *Sur une relation entre la théorie de la polarisation rotatoire magnétique et l'entraînement des ondes par la matière pondérable* (4) sont aussi d'un intérêt exceptionnel. Il a pris une part active à la controverse au sujet de la direction des vibrations lumineuses par rapport au plan de polarisation, soulevée par les expériences de Wiener (5).

Ces derniers travaux et l'étude expérimentale qu'il a faite, en commun avec son collègue et ami Alfred Cornu, *Sur la vérification de la loi de Verdet dans les directions voisines des normales aux lignes de force magnétique* (6), forment la transition qui relie ses études d'optique aux recherches relatives à l'électricité pure et appliquée, auxquelles il a surtout consacré ses efforts dans la dernière période de sa vie.

Membre du Congrès des électriciens et du jury des récompenses à l'Exposition d'électricité de 1881, il prit une part très efficace aux travaux de la Commission, où il eut pour collègues MM. Allard, Le Blanc, Joubert et Tresca. Les rapports publiés à cette occasion *Sur la pile secondaire Faure*, *les machines dynamo*, *les régulateurs et les bougies électriques*, demeureront des documents très importants dans l'histoire des applications de l'électricité (7), où ils marquent l'avènement des méthodes de mesure rigoureuses.

M. Potier fut élu président de la Société des Électriciens en 1895, alors qu'il était déjà immobilisé par la maladie. Et cependant nul n'a laissé une trace plus profonde dans cette Société, soit par l'heureuse initiative qu'il manifesta comme président et comme membre du conseil d'administration, soit par la part écrite qu'il prit à un grand nombre de discussions intéressantes.

Plusieurs de ses plus beaux mémoires lui ont été inspirés par les besoins de la pratique tels qu'ils lui furent révélés par ces dis-

---

(1) *C. R.*, t. LXXV, p. 617.
(2) *C. R.*, t. CVIII, p. 199.
(3) *Ibid.*, t. CXII, p. 220; — *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 568.
(4) *C. R.*, t. CVIII, p. 510; — *J. de Phys.*, 1re série, t. III, p. 201, et t. V, p. 105.
(5) *C. R.*, t. CXII, p. 383; — *J. de Phys.*, 2e série, t. X, p. 101.
(6) *C. R.*, t. CII, p. 385; — *J. de Phys.*, 2e série, t. V, p. 197.
(7) Voir *C. R.*, t. XCIV, p. 600, et t. XCV, p. 746, 806, 873 et 946.

cussions ou par les consultations fréquentes que venaient chercher auprès de lui les techniciens de profession.

Il avait déjà publié, soit seul, soit en collaboration avec M. Pellat, des expériences *Sur la mesure électrochimique de l'intensité des courants* (1) et *Sur l'équivalent électrochimique de l'argent* (2); mais il donna depuis de nombreuses notes ou mémoires, parmi lesquels nous citerons ceux qui ont trait à la *Propagation de l'électricité dans les réseaux de conducteurs* (3), au *Calcul des coefficients d'induction* (4) et aux *Moteurs asynchrones* (5). Il a présenté au Congrès international de physique, en 1900, un rapport magistral *Sur les courants polyphasés*, leur production, leurs transformations et leur utilisation (6). C'est sa dernière grande contribution à l'exposé et à la solution des difficiles problèmes soulevés par les applications industrielles de l'électricité.

On se ferait d'ailleurs une idée trop restreinte de son rôle scientifique et de sa véritable part dans les progrès de la physique si on les mesurait exclusivement à son œuvre imprimée. Qui pourrait dire le parti qu'ont tiré de son érudition, de sa critique si bienveillante et si suggestive, tous ceux qui avaient accoutumé d'y avoir recours : amis, élèves à l'École Polytechnique ou à l'École des mines, où il a longtemps professé les applications de l'électricité, savants ou industriels qui venaient l'entretenir de leurs projets ou de leurs découvertes encore inédites? Au cours de ces entretiens si remplis, dans lesquels il s'absorbait, il paraissait vraiment délivré de ses souffrances. Et de quelle délicatesse il savait envelopper cette sorte de collaboration anonyme! Nul n'a eu plus de plaisir à s'oublier soi-même. Il dépensait sans compter son temps et les derniers restes de ses forces défaillantes, dès que l'intérêt de la science lui paraissait en cause.

Sa perte est particulièrement sensible aux rédacteurs de ce journal, à la prospérité duquel il a puissamment contribué non seulement par sa collaboration écrite, mais surtout par ses conseils fréquemment sollicités et toujours suivis.

Nos sentiments d'admiration et de regret seront unanimement partagés par nos lecteurs, par les membres de la Société française

---

(1) *C. R.*, t. CVIII, p. 396.
(2) *J. de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 381.
(3) *J. de Phys.*, 3e série, t. III, p. 107; — *C. R.*, t. CXVIII, p. 227.
(4) *C. R.*, t. CXVIII, p. 16.
(5) *C. R.*, t. CXXIV, p. 538 et 642.
(6) *Rapports au Congrès international de physique*, t. III, p. 197.

de Physique et de la Société internationale des Électriciens, ainsi que par tous ceux qui s'intéressent aux progrès de la physique et de ses applications.

L'IONOPLASTIE;

Par M. L. HOULLEVIGUE.

J'ai proposé le nom d'ionoplastie pour désigner les procédés fondés sur la désagrégation électrique des cathodes placées dans le vide, et qui permettent de déposer des pellicules métalliques adhérentes sur un support quelconque, conducteur ou isolant. Ces procédés ont donné naissance à plusieurs travaux, dont on trouvera la liste à la suite de cet article où je résume mes recherches personnelles. J'insisterai spécialement sur la technique, assez mal définie jusqu'ici, des opérations ionoplastiques, dans l'espoir d'être utile à quelques physiciens qui pourraient trouver avantage à utiliser, pour des objets divers, les pellicules minces formées par ce procédé.

I. — Mode opératoire.

Tout appareillage pour ionoplastie comprend nécessairement trois parties : une pompe à vide, un récipient ionoplastique et un générateur de courant à haute tension.

1° *Pompe à vide.* — Le problème à résoudre consiste à obtenir un vide voisin de $0^{mm},02$ dans un récipient dont la capacité peut atteindre et dépasser 1 litre, et à maintenir le vide, malgré l'incessant dégagement des gaz émanés de la cathode. Les trompes à mercure ordinaires suffisent dans un grand nombre de cas ; mais on connaît les inconvénients qui résultent du fonctionnement prolongé de ces trompes; d'autre part, leur puissance d'épuisement restreinte allonge notablement la durée des opérations. Aussi ai-je trouvé un avantage considérable à faire emploi de la pompe « Fleuss », nommée encore « Geryk vacuum pump », représentée en F (*fig.* 1).

Les deux appareils de ce type dont j'ai fait usage, fabriqués par Pfeiffer, de Wetzlar, et actionnés par un moteur électrique M de

$\frac{1}{2}$ cheval, donnent rapidement le vide à $0^{mm},001$ dans un récipient de quelques centaines de centimètres cubes; ils permettent, par exemple, de montrer les phénomènes des rayons cathodiques (fluorescence, ombre) au bout de cinq à dix minutes de fonctionnement. Il est commode de placer à la suite de la pompe une jauge de Mac-Léod J pour la mesure du vide et un tube desséchant D contenant de la potasse caustique refondue dans un creuset d'argent. L'emploi de l'anhydride phosphorique m'a donné de nombreux mécomptes; ce corps renferme presque toujours des traces de phosphore dont les vapeurs attaquent rapidement les cathodes placées dans le vide et échauffées par le passage du courant.

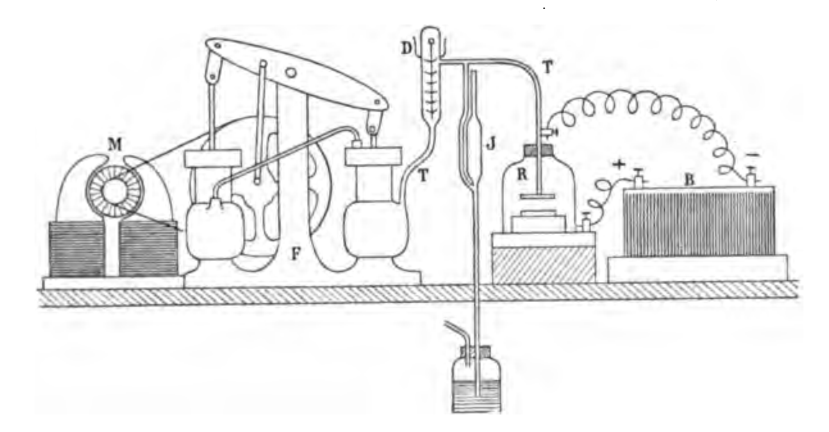


Fig. 1.

Je noterai, pour finir, que les tubes de raccord T, T doivent être larges et courts, par suite de la notable viscosité des gaz raréfiés. Aux tubes en plomb, on peut substituer avec avantage des tubes souples en bronze (également fournis par Pfeiffer); les raccords des différentes parties de l'appareil sont faits à la glu marine.

2° *Production du courant.* — Tous mes essais et, autant que j'ai pu en juger, ceux des physiciens qui ont traité le même sujet, ont eu lieu en utilisant la bobine de Ruhmkorff; j'ai constamment employé le type donnant 26 centimètres d'étincelles, avec interrupteur « machines à coudre » de Ducretet. Du reste, un bon réglage du système interrupteur paraît influer grandement sur le rendement de

l'opération ionoplastique. Les conditions qui m'ont paru les plus favorables sont les suivantes :

a) Intensité moyenne du courant primaire interrompu : 6 ampères ;

b) Nombre d'interruptions par seconde : 6 à 10 ;

c) Réglage du niveau du mercure dans l'interrupteur, de telle sorte que les interruptions de courant se produisent au moment où l'aiguille mobile possède sa vitesse maxima.

L'essai, fait à plusieurs reprises, de l'interrupteur Wehnelt, ne m'a pas donné de résultats favorables.

3° *Récipient ionoplastique.* — J'indiquerai successivement trois dispositifs qui répondent à des desiderata différents.

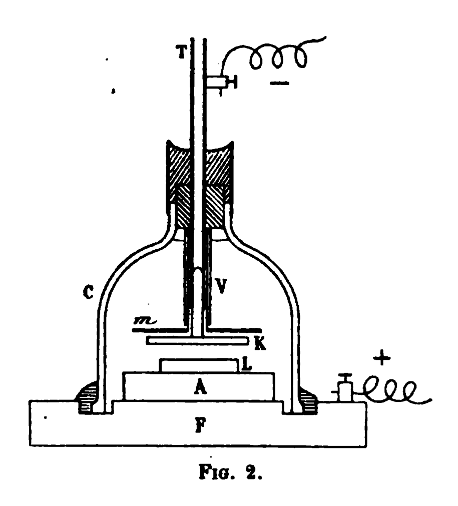


Fig. 2.

a) Le premier (*fig.* 2) convient à peu près à tous les cas ; son emploi est indiqué lorsqu'on cherche à obtenir des pellicules bien uniformes. Il comprend une cloche de verre C, à bords inférieurs rodés, scellés à la glu marine sur une plaque de fonte F. Un tube de laiton T passe par la tubulure supérieure de C et est relié à la machine pneumatique. Le joint est fait à l'aide d'un bouchon de caoutchouc surmonté d'un culot de glu maintenu autour du col de C par un manchon en clinquant ; si une fuite vient à se produire de ce côté, il suffira de chauffer légèrement ce manchon pour ramollir la glu, et la fermeture redeviendra hermétique. Dans le tube T, fendu suivant sa longueur, glisse à frottement dur une tige terminée par une

lame K du métal destiné à former la cathode. Un tube en verre V et un disque de mica *m* arrêtent les projections cathodiques latérales et empêchent les parois de la cloche d'être rapidement obscurcies par un dépôt métallique. Il est bon de donner à K la forme d'un disque circulaire de diamètre un peu supérieur à la plus grande dimension de la lame à métalliser ; lorsqu'on emploie une cathode et une lame rectangulaires, le dépôt semble s'écarter des diagonales ; cet effet est en relation avec la forme de l'espace obscur de Hittorf, qui se dessine très nettement sur la lame L ; de cette observation résulte immédiatement qu'il convient de placer la lame à métalliser au delà de cet espace obscur (pratiquement à 20 millimètres environ de K).

L'anode A est constituée par un disque de zinc ou d'aluminium ; c'est sur ce disque qu'on place la lame à métalliser. Pour les métaux oxydables comme le fer, il convient de recouvrir cette lame d'une autre lamelle qui reçoit le premier dépôt, généralement formé d'oxyde ; on enlève ensuite la lamelle par de petits chocs. Cette oxydabilité extrême de certains métaux est une des grosses difficultés de leur ionoplastie ; j'ai obtenu de médiocres résultats en opérant dans l'hydrogène, pourtant recommandé par Wright, et en introduisant un desséchant sous la cloche C ; c'est pourquoi je me borne à indiquer le procédé qui m'a réussi, tout en prévenant le lecteur que les premières opérations donnent de mauvais résultats, jusqu'à ce que l'intérieur de la cloche ait été purgé par l'effluve de la majeure partie des gaz occlus.

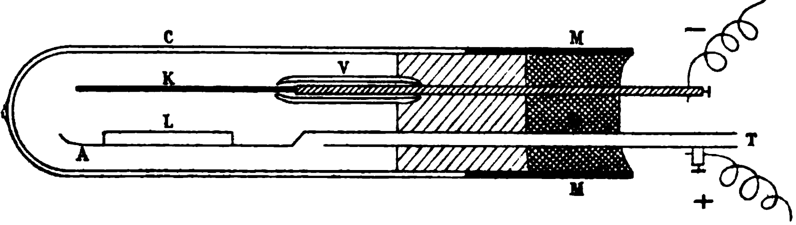


Fig. 3.

b) Le deuxième type de récipient ionoplastique est d'une construction aisée, d'un fonctionnement sûr et rapide, et présente l'avantage de réduire au minimum le volume d'air à extraire par la pompe ; mais il présente l'inconvénient signalé plus haut pour les cathodes rectangulaires et constitué par le manque d'uniformité du dépôt. On reconnaît aisément sur le dessin (*fig.* 3) la cathode K et l'anode A,

faites en général du même métal et portées par une tige pleine et un tube T relié à la pompe.

Cette tige et ce tube passent dans les deux trous d'un gros bouchon de caoutchouc qui ferme l'éprouvette C et est entouré d'un collier de métal MM qui l'empêche de rentrer dans l'éprouvette lorsqu'on fait le vide ; ce collier dépasse le bouchon de 5 centimètres environ, et l'espace ainsi réservé en G est rempli de glu. Ce bouchon, légèrement vaseliné, constitue avec l'éprouvette une fermeture hermétique.

c) Le troisième dispositif (*fig.* 4) est combiné pour permettre d'obtenir des dépôts sur une lame de verre de grande dimension. Il peut servir, par exemple, à « remettre une pièce » à une glace argentée, en un point où l'argenture a été détruite. L'anode A est la cloche elle-même, qui se ferme par application contre la lame de verre L avec interposition d'un anneau NN de caoutchouc enduit de graisse consistante.

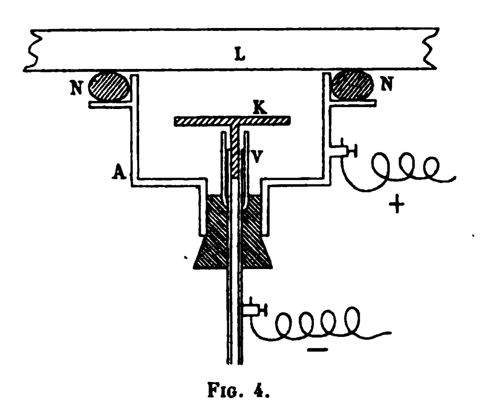


Fig. 4.

Marche d'une expérience. — La lame à métalliser n'a pas besoin d'être nettoyée avec un soin comparable à celui qu'exige l'argenture chimique ; cependant toute poussière doit être enlevée soigneusement, puisque le dépôt se faisant à sa surface laisserait ensuite une piqûre au point correspondant de la lame.

L'appareil étant installé, on met la pompe en marche de façon à réaliser un vide de $0^{mm},02$ environ, ce qui, avec la pompe Fleuss, demande un temps compris entre vingt minutes et une demi-heure ; puis on fait passer l'effluve. Il est souvent utile, dans les débuts, de régler l'intensité de telle sorte que le dégagement des gaz occlus se fasse à peu près avec la même vitesse que l'expulsion de ces mêmes gaz

par la pompe. Plus tard, quand on marche à plein courant, il faut encore surveiller l'échauffement du récipient ionoplastique ; on est amené souvent, par le dégagement de chaleur et de gaz, à refroidir le récipient avec une toile mouillée et à interrompre l'effluve de temps en temps. Lorsque l'opération marche normalement, on voit, au bout d'un quart d'heure environ, la lame à métalliser prendre, en lumière oblique, un pouvoir réflecteur accentué ; à partir de ce moment, les choses marchent vite, et une demi-heure suffit en général pour obtenir un dépôt ayant une épaisseur de 20 à 50 $\mu\mu$. On laisse alors l'appareil refroidir avant de l'ouvrir et d'enlever la lame métallisée.

Une cause d'insuccès fréquente avec le fer et que j'ai retrouvée aussi avec le cuivre consiste dans l'existence de minuscules étincelles qui glissent à la surface de la lamelle et détruisent le dépôt métallique en y dessinant un réseau d'une extrême complication. Ces étincelles tiennent à ce que les différents points de la lame ne sont pas au même potentiel ; pour les éliminer, il convient d'éloigner passablement la lame L de la cathode et de la surélever au-dessus de l'anode ; c'est en effet au voisinage de la cathode que les variations de potentiel sont les plus rapides, et, d'autre part, les étincelles partent de l'anode et grimpent sur la lame en glissant sur ses pans, et cela d'autant plus aisément que ces pans sont plus courts et mieux métallisés.

Dégagement des gaz occlus. — La cathode et l'anode, mais surtout la première, dégagent des quantités considérables de gaz sous l'action de l'effluve ; ce dégagement, particulièrement intense au début, se ralentit peu à peu, comme si les gaz provenaient de régions de plus en plus profondes ; mais il ne s'annule jamais. En marche normale, la quantité de gaz expulsée est de l'ordre de 1 centimètre cube (sous la pression 760) toutes les trois minutes. Le dégagement gazeux continue d'ailleurs quelque temps après l'arrêt du courant ($t = 0$) ; en voici deux exemples :

$t =$ 0,	pression dans le	récipient	0mm,010
5′	—	—	0 ,021
10′	—	—	0 ,022
15′	—	—	0 ,023
180′	—	—	0 ,028
$t =$ 0,	pression dans le	récipient	0mm,020
5′	—	—	0 ,038
10′	—	—	0 ,040
15′	—	—	0 ,041

Ce résultat prouve que l'expulsion des gaz est due, pour une bonne part, sinon totalement, à l'échauffement de la cathode et qu'il cesse avec son refroidissement.

Mécanisme des projections cathodiques. — Par analogie avec ce qui paraît se passer pour les gaz occlus, on pourrait être tenté d'assimiler le dégagement des gaz de la cathode à une simple vaporisation, suivie d'une condensation sur les surfaces plus froides placées en regard : on sait que M. Belloc (1) a obtenu des dépôts adhérents de fer et de cuivre en portant des fils métalliques à l'incandescence dans le vide. Mais les faits observés favorisent l'hypothèse d'une projection de particules électrisées : on ne peut obtenir aucune projection dans l'espace sombre qui entoure la cathode. Dans les autres régions, les effets d'ombre sont très marqués, et la délimitation de parties métallisées et nues est parfois d'une netteté surprenante ; enfin le fer obtenu par vaporisation et le fer ionoplastique ont, à épaisseur égale, un aspect et des propriétés nettement différents.

Si on admet l'hypothèse des projections électrisées, le raisonnement suivant permet de prendre une idée de l'ordre de grandeur des particules projetées : Évaluons d'abord le travail mis en jeu par le dépôt d'un milligramme de fer ; ce travail, évalué à l'ampèremètre et au voltmètre, exige, au primaire de la bobine, une puissance efficace d'environ 150 watts, maintenue pendant une heure, soit 540 000 joules. En admettant un rendement $\frac{1}{2}$ pour la bobine, le travail $\mathfrak{T}$ du secondaire est 270 000 joules. Or on peut évaluer autrement ce travail : Soit N le nombre des particules projetées ; supposons, comme il est vraisemblable, que chacune emporte la même charge électrique qu'un ion dans l'électrolyse ou qu'un corpuscule dans l'ionisation des gaz, soit 7×10^{-10} unités électrostatiques $= 2,33 \times 10^{-19}$ coulombs (2).

La chute de potentiel entre l'anode et la cathode étant voisine de 1 000 volts, le travail électrique est :

$$\mathfrak{T} = N \times 2,33 \times 10^{-19} \times 1\,000 \text{ joules} = 270\,000,$$

d'où

$$N = 1,14 \times 10^{21}.$$

Mais, d'autre part, la masse d'une molécule d'hydrogène étant

(1) *Thermo-électricité des aciers* (thèse), p. 62 ; 1903.
(2) Langevin, *Recherche sur les gaz ionisés* (thèse) ; 1902.

$\frac{1}{2} \times 10^{-23}$, celle d'une molécule de fer est $\frac{118}{2} \times 10^{-23}$, d'où résulte qu'un milligramme de fer renferme un nombre de molécules égal à $1,7 \times 10^{21}$. Ce nombre est tout à fait de l'ordre de grandeur de N, ce qui nous porte à penser que la majeure partie du fer transporté par ionoplastie se compose de molécules ayant la charge d'un ion dans l'électrolyse et entraînées par le champ électrique ; au sortir de l'espace sombre, où le gradient de potentiel est considérable, certaines de ces molécules ont acquis une force vive en vertu de laquelle elles continuent leur chemin en ligne droite jusqu'à la lame isolante placée sur l'anode. Au début, le nombre des molécules projetées en dehors de la direction générale du flux est assez faible, ce qui explique la lenteur initiale de l'ionoplastie. Mais, lorsque la lame L est devenue suffisamment conductrice, elle constitue anode, le flux aboutit à sa surface, et, à partir de ce moment, toutes les molécules projetées de la cathode viennent s'y incruster.

II. — Mesure des épaisseurs.

Le premier problème qu'on ait à résoudre quand on veut étudier des lames minces consiste à déterminer leur épaisseur. L'emploi des pesées est difficilement applicable à des pellicules dont le poids se chiffre par dixièmes de milligramme et dont l'épaisseur n'est pas toujours uniforme. La méthode optique employée par Patterson et fondée sur le déplacement des franges donne des erreurs pouvant monter à 20 μ. Il faut donc trouver autre chose.

La solution du problème a été indiquée depuis longtemps, pour l'argent, par Fizeau ; elle consiste à examiner la série des colorations qui se forment autour d'une tache centrale d'iodure d'argent obtenue en déposant un grain d'iode sur la lame. J'ai appliqué cette méthode à l'argent, puis au cuivre, en modifiant comme suit le mode opératoire : le grain d'iode est suspendu au-dessus de la pellicule métallique par une petite pince maintenue fermée par un anneau de caoutchouc et suspendue dans un entonnoir renversé. En faisant varier la hauteur du grain d'iode, on peut obtenir des anneaux aussi larges qu'on le désire, tout en évitant la macule qui se produit au contact de l'iode et de la tache centrale, et qui rend la coloration de cette plage plus difficile à apprécier.

Ce procédé donne immédiatement le produit $n\varepsilon$ de l'épaisseur de l'iodure formé par l'indice moyen n de cet iodure ; mais, pour en déduire l'épaisseur e de la lame de cuivre, on ne connaît ni n, ni la densité de l'iodure, ni celle du métal formé. Le coefficient de proportionnalité entre e et $n\varepsilon$ a été déterminé par pesée : on a choisi 4 lames bien uniformes, de 30 millimètres sur 40 ; on a déterminé leur épaisseur optique au moyen d'anneaux formés aux quatre coins et au centre de chaque lamelle ; le poids de cuivre ayant été évalué avec soin, on obtient finalement la relation :

$$e = \frac{n\varepsilon}{6,35},$$

le coefficient de proportionnalité $\frac{1}{6,35}$ étant la moyenne des résultats $\frac{1}{6,8}, \frac{1}{5,7}, \frac{1}{5,8}, \frac{1}{7,6}$ donnés par les expériences (1).

L'application du procédé de Fizeau au cuivre donne encore lieu à la remarque suivante : on sait que, pour l'argent, en suivant la série des colorations et en la comparant à la table des anneaux de Newton, on est obligé de passer, au voisinage de la plage centrale, de la série des couleurs transmises à celle des couleurs réfléchies ; dans le cas du cuivre, au contraire, la succession des couleurs transmises se poursuit sans discontinuité jusqu'à la plage centrale.

Pour le fer, la détermination des épaisseurs est impossible par le procédé de Fizeau ; l'oxydation du métal donne, il est vrai, des colorations très nettes, mais qui varient avec le mode opératoire, parce que l'oxyde formé a une composition variable entre Fe^2O^3 et Fe^3O^4.

J'avais fondé grand espoir sur l'emploi des substitutions chimiques, qui permettent de transformer la plupart des métaux en argent ou en cuivre, par immersion dans un sel dissous de ces métaux ; c'est ainsi qu'une pellicule de cuivre peut en quelques minutes se transformer en argent par une solution de cyanure ou mieux d'azotate d'argent ammoniacal ; mais les substitutions ne semblent pas se faire par équivalents : en coupant une lame de cuivre en deux, transformant une des moitiés en argent et produisant les anneaux d'iodure

(1) On n'oubliera pas, en appliquant cette formule, que la table de Billet, si fréquemment employée par les physiciens, donne $2n\varepsilon$ et non pas $n\varepsilon$; c'est pourquoi j'avais indiqué, dans mes communications antérieures, la formule $e = \frac{n\varepsilon}{12,7}$.

sur les deux moitiés rapprochées, on compare sans difficulté les épaisseurs des deux lames. Voici, par exemple, quatre résultats :

Épaisseur de la lame de cuivre en $\mu\mu$.	87	108	152	162
— d'argent en $\mu\mu$.	96	90	137	139
Poids P de cuivre en milligrammes par centimètre carré...........	0,0774	0,0961	0,1352	0,1442
Poids P' d'argent en milligrammes par centimètre carré............	0,1008	0,0945	0,1438	0,1440
Poids de cuivre rapporté à l'équivalent $\pi = \frac{P}{31,7}$................	0,00244	0,00303	0,00426	0,00454
Poids d'argent rapporté à l'équivalent $\pi' = \frac{P'}{108}$................	0,00093	0,00087	0,00133	0,00135
$\frac{\pi}{\pi'}$..............................	2,6	3,7	3,2	3,3

Ces résultats ne permettent pas de fonder une mesure d'épaisseur sur un phénomène aussi compliqué que les substitutions chimiques. Et, d'autre part, la transformation du fer ionoplastique en cuivre ou en argent est difficile ; lorsqu'on plonge une pellicule de fer dans du sulfate de cuivre, il ne se produit aucune réaction, même à 100° ; mais vient-on à toucher la lamelle avec un clou ou la pointe d'un canif, la transformation commence autour du point de contact, mais elle est toujours irrégulière et incomplète.

Ces divers essais, et d'autres encore sur la mesure des conductibilités, m'ont convaincu que la méthode colorimétrique était seule applicable au fer. La pellicule de métal est dissoute dans l'eau régale et dosée colorimétriquement par comparaison avec une liqueur titrée de fer, au moyen du colorimètre Duboscq et en prenant comme réactif le sulfocyanure de potassium, qui donne une coloration rouge avec les sels de fer au maximum; la méthode, employée avec les précautions d'usage, est sensible au centième de milligramme.

Ce procédé a l'inconvénient de détruire la pellicule de fer; aussi ai-je cru nécessaire de le combiner avec la comparaison photométrique des transparences; j'ai ainsi constitué un procédé de mesure qui, tout en respectant la pellicule à étudier, permet de déterminer immédiatement son épaisseur.

Deux lampes à incandescence, montées sur une même batterie d'accumulateurs, sont placées de part et d'autre d'un photomètre Lummer; les rayons de l'une d'elles sont concentrés par une lentille sur le

trou d'un diaphragme contre lequel on peut placer la lamelle à étudier, puis repris par une seconde lentille et ramenés sur l'écran dépoli du photomètre, de manière à y produire un éclairement uniforme et aussi intense que possible. La seconde lampe se déplace sur un banc d'optique, et on mesure ses distances d et d' au photomètre, correspondant à l'équilibre photométrique, la lame ferrée étant placée contre le diaphragme, puis enlevée. La *transparence brute*, ainsi mesurée, est $T = \frac{d'^2}{d^2}$; elle n'a pas une signification physique simple, puisqu'elle dépend du pouvoir réflecteur ; mais elle peut être déterminée rapidement, et c'est le point essentiel. Cette comparaison photométrique peut réussir, parce que le fer, quand il ne contient pas d'oxyde, est gris, c'est-à-dire absorbe à peu près également toutes les radiations visibles. Enfin, j'ajouterai que l'emploi d'un diaphragme percé d'un trou permet d'étudier la transparence de la lame région par région.

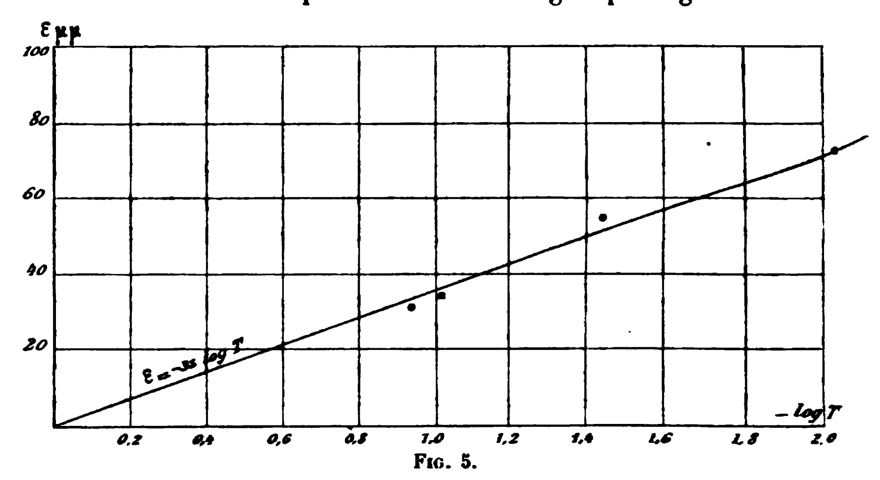


Fig. 5.

En procédant ainsi sur des lames choisies parmi les plus uniformes, et dont la teneur en fer a été déterminée par la colorimétrie, j'ai pu réaliser la table de graduation suivante (¹) :

Poids de fer en mgr. par centimètre carré	Épaisseur du fer ε en μμ	Transparence T	— log T	$-\frac{\varepsilon}{\log T}$
0,024	31	0,114	0,9431	33
0,0265	34	0,095	1,0223	33
0,043	55	0,036	1,4437	38
0,056	72	0,0096	2,0315	35

(¹) On a pris 7,8 pour le poids spécifique du fer.

Les courbes qui représentent la relation entre ϵ et T sont plus régulières qu'on n'aurait pu s'y attendre; en particulier, celle qui relie ϵ à log T (*fig.* 5) est très sensiblement une droite passant par l'origine (T = 1 pour $\epsilon = 0$) :

$$\epsilon = -35 \log T.$$

L'emploi de cette relation fournit donc un procédé immédiat pour mesurer les épaisseurs des pellicules transparentes de fer; l'incertitude qui pèse sur les déterminations doit être inférieure à 20 0/0 (¹).

III. — Épaisseurs singulières.

Tous les physiciens qui ont eu à s'occuper des lames minces ont constaté qu'au-dessous d'une certaine épaisseur les lois courantes de la physique cessaient de leur être applicables. J'ai pu, de mon coté, constater semblable anomalie pour les phénomènes chimiques : certaines réactions n'ont plus lieu lorsque l'une des dimensions d'un des éléments en présence tombe au-dessous d'une certaine limite ; et cette dimension limite est sensiblement la même que celle à laquelle on parvient par la considération des phénomènes physiques (capillarité, résistance électrique, etc.).

J'ai indiqué, dans un article antérieur (²), quelques-uns des faits qui justifient cette proposition : je ne retiendrai ici que ceux qui me paraissent le plus probants, et qui se rapportent à l'ioduration du cuivre.

Quand on forme, sur une pellicule de cuivre, des anneaux d'iodure et qu'on place ensuite la pellicule sous une cloche avec de l'iode, on voit la surface métallique s'attaquer, les anneaux s'absorber successivement dans la teinte de l'ensemble; mais, contre toute attente, leur trace ne disparaît pas entièrement, et il subsiste toujours une ligne sombre autour de ce qui était la tache centrale dans l'ioduration primitive. Cette trace persiste dans une solution étendue d'hyposulfite de soude, où l'iodure formé se dissout; on est donc fondé à penser qu'elle est constituée par du cuivre inattaqué.

(¹) Il est à noter qu'une mesure de transperence a été donnée par Wien (*Wied. Ann.*, t. XXXV, p. 48; 1888) pour du fer déposé par galvanoplastie sur du verre platiné. Cet auteur trouve 0,05 pour la transparence d'une lame de 40 $\mu\mu$, nombre qui me paraît trop faible, surtout en tenant compte du pouvoir réflecteur.

(²) *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. II, p. 750 ; 1903.

L'explication de ce phénomène est évidemment la suivante :

La couche de cuivre très mince PQR, PQR (*fig.* 6), laissée autour de la plage centrale par la première ioduration, est au-dessous de l'épaisseur limite pour laquelle la vapeur d'iode peut agir sur elle. Si d'ailleurs on répète l'expérience sur une plaque de cuivre épaisse et polie, on n'observe plus du tout le même phénomène ; il ne se produit pas non plus si l'ioduration totale suit de trop près la première ioduration, de telle sorte que la deuxième opération soit la continuation de la précédente.

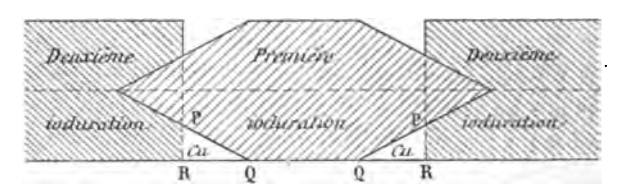


Fig. 6.

On peut tirer de cette expérience un procédé assez exact pour la mesure des épaisseurs limites : on n'a qu'à produire un système d'anneaux très larges sur une pellicule de cuivre, couper la lame en deux par le milieu des anneaux, iodurer une des moitiés et la replacer à côté de l'autre moitié ; en examinant ensuite en projection l'ensemble des deux demi-lames, on peut déterminer quelles couches ont résisté à la deuxième ioduration : si $n\varepsilon$ et $n\varepsilon'$ sont les épaisseurs optiques correspondant à la tache centrale et au bord extérieur de la zone inaltérée, l'épaisseur limite cherchée est :

$$x = \frac{n(\varepsilon - \varepsilon')}{6,35}.$$

Voici quelques résultats obtenus par cette méthode :

$n\varepsilon$ en $\mu\mu$....	826	688	629	629	667	373
$n\varepsilon'$.........	575	550	421	413	373	166
x..........	39	22	33	34	46	32

Voici encore une autre expérience qui conduit au même résultat : Sur une pellicule de cuivre d'épaisseur bien uniforme, on a formé six systèmes d'anneaux ayant au centre les épaisseurs optiques sui-

vantes :

Numéros....	1	2	3	4	5	6
n_i en $\mu\mu$....	575	474	373	300	215	153

Le numéro 1 correspond à toute l'épaisseur de la pellicule et, pour les autres, on a arrêté l'opération avant la formation d'une plage centrale. Toute la lame ayant été ensuite iodurée à fond, on a pu constater que les taches 1, 2, 3 étaient nettement discernables, 4 à peine visible, et que 5 et 6 avaient entièrement disparu. D'après cela, la couche de cuivre incapable d'être iodurée ultérieurement a une épaisseur comprise entre $\frac{575 - 300}{6,35} = 43\ \mu\mu$ et $\frac{575 - 373}{6,35} = 31\ \mu\mu$.

La conclusion de ces expériences est que *le plus petit volume de cuivre capable de réagir chimiquement sur la vapeur d'iode a des dimensions de l'ordre de* 40 $\mu\mu$ *et une masse de l'ordre de* 5×10^{-13} *milligrammes.*

J'ajouterai enfin, pour établir la généralité de ce phénomène, que l'argent en lames minces jouit, vis-à-vis de l'iode, de la même propriété que le cuivre : une lame d'argent coupée en deux parties, dont l'une a été iodurée à l'obscurité, a donné 34 $\mu\mu$ pour l'épaisseur limite.

IV. — Étude spéciale du fer.

L'inaltérabilité du fer ionoplastique est tout à fait remarquable. Alors que les cathodes qui servent à le produire s'oxydent au bout de quelques jours, les pellicules transparentes de fer peuvent être conservées pendant des années sans aucune précaution. J'ai déjà indiqué que les mêmes pellicules ne s'altèrent pas dans les sels de cuivre ou d'argent ; j'ajouterai qu'elles se dissolvent très lentement dans l'acide chlorhydrique et même dans l'eau régale ; cette faible altérabilité tient sans doute à l'extrême pureté de ces lamelles de fer ; on ne la rencontre pas dans les lames minces obtenues par vaporisation dans le vide (procédé Belloc).

En raison de ces propriétés singulières, j'ai cru nécessaire de procéder à un examen spectroscopique du fer ionoplastique : le fer de 8 lamelles, pesant en tout 4 milligrammes, a été dissous dans l'eau régale et placé dans un tube Delachanal et Mermet. L'examen du spectre d'étincelles jaillissant au contact de la solution a montré les

radiations caractéristiques du fer. Il n'y a donc aucun doute à avoir sur l'identité chimique du produit déposé par la méthode ionoplastique.

Biréfringence. — Kundt a constaté une double réfraction notable dans les couches de différents métaux, fer, platine, etc., obtenues par projection cathodique. Aucune des lames métalliques que j'ai préparées de mon côté n'ayant paru posséder de biréfringence appréciable, j'ai soumis les lamelles de fer à l'épreuve du procédé très délicat décrit par M. Cotton [1], et fondé sur l'emploi d'un bilame de Bravais.

L'appareil avait une sensibilité suffisante pour manifester par un dédoublement très net de la bande observée au spectroscope la légère biréfringence produite par une lame de verre pressée entre deux doigts. Or, dans ces conditions, trois lames de fer, d'épaisseur 22 $\mu\mu$, 42 $\mu\mu$ et 58 $\mu\mu$, n'ont donné aucun effet appréciable. L'appareil permettait de mettre en évidence une différence de marche $\frac{\lambda}{1000} = 0^{\mu\mu},58$; dès lors, en appelant n et n' les deux indices, on aurait pour la lame de 58 $\mu\mu$:

$$(n' - n)\, 58 < 0,58,$$

d'où :

$$n' - n < \frac{1}{100}.$$

Si donc il y a biréfringence du fer, la différence des indices est certainement inférieure à 0,01, tandis que Kundt conclut de ses expériences $n' - n > 0,3$.

Je ne puis expliquer cette différence entre les résultats de Kundt et les miens qu'en l'attribuant à la différence des pellicules métalliques elles-mêmes; en effet, Kundt opérait non sur des lames uniformes, mais sur des dépôts coniques présentant les anneaux des lames minces; j'ai préparé de mon côté des dépôts analogues en employant des cathodes de petites dimensions; je n'ai pas constaté leur biréfringence (2), mais j'ai pu me rendre compte que leur matière ne présentait pas les mêmes caractères que les pellicules

---

(1) *Absorption et Dispersion de la lumière par les milieux doués du pouvoir rotatoire* (thèse); 1896.

(2) Braun, après plus d'une année d'essais, n'a retrouvé cette biréfringence que dans deux pellicules, et encore seulement dans des régions bien localisées.

uniformes préparées comme je l'ai dit ; en les observant en lumière jaune, on observe des anneaux qui constituent les surfaces de niveau de la pellicule ; d'après le diamètre de ces anneaux, on peut, connaissant l'indice de réfraction ($n = 2,06$ pour le platine, d'après Drude), tracer le gabarit de la pellicule et en déduire son volume et son poids. Or trois mesures de cette nature, effectuées sur des dépôts de platine, ont donné des poids de 3 à 10 fois plus grands que le poids réel, déterminé par double pesée ; il est très probable, d'après cela, que la densité de ces dépôts est très inférieure à la densité normale du métal.

Je crois donc pouvoir conclure en disant que la biréfringence observée par Kundt est une propriété accidentelle, due au mode de préparation de ses dépôts, et nullement une propriété spécifique du fer ionoplastique.

Pouvoir rotatoire magnétique. — J'ai pu confirmer, pour le fer ionoplastique, l'existence du pouvoir rotatoire magnétique découvert par Kundt pour le fer obtenu par voie galvanique : une lame d'épaisseur voisine de 40 $\mu\mu$, placée normalement dans un champ de 6 200 unités, a donné, après renversement du courant, une rotation totale égale à 1° 18′, défalcation faite de la rotation propre due au verre qui servait de support; d'après cela, une lame de fer d'épaisseur égale à 1 centimètre, placée dans un champ de 6 000 unités, produirait une rotation voisine de 165 000°. J'ai retrouvé aussi le résultat, indiqué par Kundt, que cette rotation n'était pas proportionnelle au champ, mais tendait vers un maximum; autrement dit, la constante de Verdet n'a aucune signification pour le fer.

V. — Étude du bismuth.

Le bismuth est un des métaux qui s'obtiennent le plus facilement par ionoplastie. Je ne me suis occupé jusqu'ici que de sa variation de résistance dans un champ magnétique. Une pellicule, ayant 30 millimètres de longueur et 16 millimètres de largeur, était munie de deux prises de courant formées par des tampons de papier d'étain et des pinces en laiton. On pouvait la placer entre les mâchoires, distantes de 13 millimètres, d'un électro-aimant de Foucault, donnant un champ de 2 250 unités. Dans ces conditions, la résistance du bismuth conserve exactement la même valeur, $26^{\omega},90$, dans le champ et en dehors du champ, alors qu'une spirale de bismuth électro-

lytique variait de 10$^{\omega}$,40 à 10$^{\omega}$,95. Ainsi, la résistance du bismuth ionoplastique est indépendante du champ magnétique. Ce résultat est d'accord avec l'observation, faite par M. Leduc, que le bismuth électrolytique est d'autant plus sensible au magnétisme que sa structure cristalline est plus accentuée. D'autre part, M. Buisson (1) n'a observé aucune variation dans la transparence d'une lame mince de bismuth lorsqu'on la place entre les pôles d'un électro en activité; or, d'après la théorie électromagnétique de la lumière, une variation de conductibilité doit entraîner une variation de transparence. Tout concourt donc à faire envisager les variations de résistance du bismuth comme liées, non à l'atome, mais à la molécule cristalline.

J'aurais voulu, pour obtenir encore plus de certitude, donner à des lames ionoplastiques la structure cristalline par recuit au voisinage du point de fusion; mais en opérant, soit dans le gaz carbonique, soit dans l'huile lourde de pétrole, je n'ai pu préserver les dépôts de bismuth d'une destruction presque intégrale.

BIBLIOGRAPHIE

WRIGHT. — *Production of metallic films by electrical discharge.* — *Electrical deposition of metals* (*The American Journal of Sciences*, 3e série, t. XIII, p. 49 et 169 ; 1877).

LONGDEN. — *Electrical resistance of thin films deposited by kathode discharge* (*Physic. Review*, t. XI, p. 40 et 84).

KUNDT. — *Doppelbrechung des Lichtes in Metallschichten, welche durch Zerstauben einer Kathode hergestellt sind* (*Annal. der Phys. und Chem.*, t. XXVII, p. 59 ; 1886).

BOAS. — D. R. P. analysé dans le *Zeitschrift für Elektrotechnik*, t. XIII, p. 545 ; 1895.

PATTERSON. — *On the electrical properties of thin metal films* (*Philos. Magaz.*, t. II, p. 652 ; 1902).

HAGEN et RUBENS. — *Drude's Annalen der Physik*, t. XI, p. 873 ; 1903.

BRAUN. — *Der Hertz'sche Gitterversuch im Gebiete der sichtbaren Strahlung* (*Sitzungsber. der Preuss. Ak. der Wissensch.*, t. IV ; 21 janvier 1904).

HOULLEVIGUE. — *Préparation de lames minces par projections cathodiques* (*C. R.*, t. CXXXV, p. 626 ; et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 36) ; — *Action de l'iode sur les pellicules de cuivre obtenues par ionoplastie* (*C. R.*, t. CXXXVII, p. 47 ; et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 750) ; — *Etude des lames minces de cuivre obtenues par ionoplastie* (*Boltzmann Festschrift*, p. 62 ; 1904) ; — *Epaisseur des lames transparentes de fer* (*C. R.*, 13 février 1905).

(1) *C. R.*, t. CXXVI, p. 462 ; 1898.

SUR LES PHÉNOMÈNES DE LUMINESCENCE;

Par M. J. GUINCHANT.

LUMINESCENCE DE L'ACIDE ARSÉNIEUX.

H. Rose, qui a étudié le premier (1) la luminescence produite pendant la cristallisation de l'acide arsénieux en solution chlorhydrique, l'a attribuée à la transformation de l'acide amorphe en acide cristallisé ; le phénomène ne se produit pas, dit-il, quand on part de l'acide cristallisé et doit être attribué à ce que le corps qui se sépare à l'état cristallisé n'est pas identique à celui qui est contenu dans la dissolution.

E. Bandrowski (2) trouve au contraire que le phénomène se produit avec toutes les variétés d'acide arsénieux et ne dépend que de la concentration de la liqueur en acide chlorhydrique; la luminescence serait due à une réaction chimique correspondant à la transformation réversible :

$$As^2O^3 + 6HCl \rightleftarrows 3H^2O + 2AsCl^3.$$

J'ai reconnu que la luminescence se produit en effet avec toute espèce d'acide arsénieux, mais à la condition de dissoudre totalement l'acide arsénieux. On chauffe jusqu'à dissolution complète, c'est-à-dire environ quinze minutes, 75 grammes d'acide arsénieux quelconque et 900 centimètres cubes d'acide chlorhydrique à 12 0/0, de densité 1,060. On laisse refroidir spontanément. La luminescence commence vers 50°; elle est surtout très vive si on laisse le ballon au repos jusqu'à 40° et qu'on l'agite. La même solution peut servir un très grand nombre de fois en ajoutant de temps en temps un peu d'acide chlorhydrique pour ramener la densité à 1,090.

Le désaccord entre les observations de Rose et de Bandrowski, le crépitement qui accompagne la luminescence, l'action nuisible d'un germe d'acide cubique ordinaire, l'augmentation d'éclat par agitation des cristaux, suggèrent l'idée que les cristaux eux-mêmes et non le dissolvant jouent le rôle principal dans le phénomène. Les

(1) Rose, *Pogg. Ann.*, t. XXXV, p. 481 ; 1835.
(2) Bandrowski. *Zeit. f. phys. Chem.*, t. XV, p. 323; 1894 ; et t. XVII, p. 234; 1895.

expériences suivantes ont montré que le dégagement de lumière est en effet dû à un phénomène de triboluminescence provenant d'une transformation des cristaux après leur formation.

Au lieu de laisser refroidir spontanément la solution, ce qui exige environ trois quarts d'heure pour les proportions précédentes, on la refroidit assez rapidement en la versant dans un flacon épais immergé dans l'eau. Les parois du flacon se tapissent de petits cristaux qu'on lave par décantation, puis sur un filtre en évitant de le broyer. Les cristaux, broyés dans un mortier de verre, donnent de brillantes étincelles et une vive lueur; leur triboluminescence est bien plus vive que celle du nitrate d'urane ou du chlorhydrate d'aniline. Le résidu du broyage épuisé par l'eau ne donne aucun précipité avec le nitrate d'argent acide; les cristaux ne contiennent donc pas de chlore. Leur triboluminescence diminue avec le temps et disparaît après trois ou quatre heures [1]. Les cristaux triboluminescents examinés au microscope polarisant montrent à peine quelques points brillants qui peuvent être attribués à des cristaux non cubiques [2]. Le phénomène est très net et très beau quand on observe la cristallisation sous le microscope polarisant en déposant sur la lame chaude une goutte de la solution bouillante. On voit alors se former, avec une multitude de petits octaèdres cubiques, quelques cristaux en aiguilles prismatiques qui s'accolent par leurs sommets et donnent les belles colorations des cristaux biréfringents. Parfois on aperçoit un éclair, et l'une de ces aiguilles s'est transformée en un amas de petits octaèdres.

Je conclus de ces faits que *la cristalloluminescence de l'acide arsénieux est due à la rupture et à la transformation des cristaux prismatiques qui se déposent* dans les conditions de concentration et de température où l'on opère. Le dissolvant n'a d'autre

---

(1) La triboluminescence de l'acide arsénieux cristallisé est signalée accidentellement par Rose (*Pogg. Ann.*, t. LII, p. 453) dans un mémoire sur la cristallo- et triboluminescence du sulfate de potasse.

(2) Ce travail a été communiqué à l'Académie des Sciences le 17 avril. Depuis cette date, j'ai obtenu de très beaux cristaux d'acide arsénieux tribo-luminescents, mesurant 8 à 10 millimètres de côté. Ce sont des octaèdres cubiques présentant exclusivement les faces *a'* dont l'angle est de 109° 28'. Ces faces sont striées ; au microscope polarisant, on reconnaît qu'elles sont couvertes d'aiguilles biréfringentes orientées à peu près parallèlement aux trois côtés d'une face, et accolées suivant des angles de 62°. Les portions du cristal où n'existent pas ces aiguilles ne sont pas biréfringentes. Ces gros cristaux s'obtiennent en abandonnant pendant un mois à l'évaporation spontanée une solution saturée d'acide arsénieux dans l'acide chlorhydrique fumant du commerce.

influence que de permettre la formation de cristaux non cubiques, seuls triboluminescents en se transformant en cristaux cubiques. On sait que l'acide arsénieux se dépose en cristaux monocliniques dans certaines solutions et par sublimation ; il est vraisemblable que les cristaux que j'ai observés sont identiques avec l'acide monoclinique; mais je n'ai pu m'en assurer jusqu'ici.

Tous les phénomènes de cristalloluminescence se présentent avec le même aspect : étincelles qui éclatent de tous côtés en différents points de la dissolution et deviennent surtout abondantes quand on agite. Il me paraît probable que, dans la plupart des cas, la cristalloluminescence est, comme pour l'acide arsénieux, due à la rupture et à la transformation de cristaux instables. Rose, puis Bandrowski (*loc. cit.*) ont étudié la cristalloluminescence du sulfate de potasse et l'ont attribuée aux mêmes causes que la cristalloluminescence de l'acide arsénieux. Or le sulfate de potasse est l'un des corps dont la triboluminescence a été bien des fois signalée [1]. Le chlorate et l'iodate de strontium, l'iodate de calcium, qui appartiennent à la classe des composés signalés comme cristalloluminescents par Trautz [2], sont, comme le sulfate de potasse, susceptibles de cristalliser sous plusieurs états d'hydratation, suivant les conditions où ils sont préparés.

Étude de la lumière émise par le broyage de l'acide arsénieux. — La triboluminescence de l'acide cristallisé est assez vive pour donner un spectre visible, en écrasant les cristaux dans l'angle d'un flacon carré, derrière la fente d'un spectroscope. J'ai combiné pour ces études de luminescence un spectroscope à grande clarté, constitué essentiellement par un collimateur à court foyer, et un prisme où les pertes par réflexion sont réduites au minimum. Ce prisme est formé d'une cuve à sulfure de carbone ou mieux à cinnamate d'éthyle, dont les faces, faisant un angle de 90°, sont les faces hypoténuses de deux prismes à réflexion totale en crown. La lumière entre et sort à peu près normalement ; sur les faces du prisme liquide, les pertes par réflexion, proportionnelles à

$$\frac{\tan^2(i-\gamma)}{\tan^2(i+\gamma)}+\frac{\sin^2(i-\gamma)}{\sin^2(i+\gamma)},$$

sont à peu près nulles, puisque la déviation $i-\gamma$ est très faible.

(1) Voir Rose, *Pogg. Ann.*, t. LII, p. 446 ; 1841.
(2) Trautz, *Zeit. f. Electrochemie*, X, p. 593 ; 1904.

Le spectre de luminescence de l'acide arsénieux est un spectre complet, y compris le rouge et le violet qui manquent ou du moins ne sont pas visibles dans beaucoup d'autres spectres de luminescence. Les radiations jaunes et vertes sont prédominantes, mais je n'ai aperçu aucune discontinuité dans le spectre. Cette production d'un spectre complet à basse température est un fait très fréquent. Quand on fait passer un courant d'hydrogène sur du phosphore, le jet gazeux ne s'allume pas, mais donne une belle flamme froide de phosphorescence. Salet [1] y a reconnu les bandes caractéristiques du phosphore; avec le spectroscope que j'ai employé, on aperçoit, outre ces bandes plus brillantes, un spectre complet très lumineux quand on regarde de profil le jet gazeux sortant d'un bec à flamme étalée. Faut-il en conclure que les lois du rayonnement, et en particulier la loi de Kirchhoff, sont inapplicables aux phénomènes de luminescence? Radowski pense que la luminescence est une véritable combustion, une incandescence limitée à une zone infiniment petite, où la température serait très élevée. Cette hypothèse rend bien compte de tous les phénomènes observés; mais il est peu vraisemblable que, dans un mélange d'oxygène et d'hydrogène, il puisse exister des particules à températures très élevées sans déterminer l'inflammation. Le rapprochement entre les phénomènes de luminescence et les phénomènes d'incandescence doit être cherché dans la nature même des ébranlements particulaires et non dans les causes qui les déterminent.

Les radiations émises par l'acide arsénieux ont un grand pouvoir photochimique; j'ai obtenu en quatre minutes l'image d'un écran sur une plaque photographique en agitant à quelques centimètres un ballon qui contenait 900 centimètres cubes de solution en voie de luminescence. L'écran était recouvert de différentes substances: papier noir, verre, métaux...; l'image n'a présenté aucune différence appréciable avec celle qu'on obtient en une demi-seconde, en prenant comme source de lumière un brûleur Bunsen à flamme bleue placé à 1 mètre. La netteté des contours est seulement beaucoup moindre avec l'acide arsénieux, à cause des dimensions exagérées de la source; la transparence des différents corps est la même.

La cristalloluminescence de la solution ou la triboluminescence des cristaux n'ont produit aucune action sur l'électroscope [2].

---

(1) Salet, *Traité élémentaire de spectroscopie*, p. 178.
(2) Ce fait est déjà signalé par Rose (*Pogg. Ann.*, t. LII, p. 600; 1841).

La lumière émise semble donc en tous points identique à la lumière ordinaire émise par incandescence. La cause du mouvement vibratoire seule est différente, comme je le montrerai dans la seconde partie de ce travail. Quant à la réserve d'énergie qui fournit le travail mis en jeu par les radiations, on la trouve dans la chaleur de transformation des cristaux biréfringents en cristaux cubiques. En admettant que ces cristaux triboluminescents sont la variété monoclinique, on calcule, d'après les nombres de MM. Troost et Hautefeuille, que la transformation de l'acide monoclinique en acide cubique dégage 702 calories pour $As^2O^3 = 198$.

28 avril 1905.

EXPÉRIENCES DE M. COOPER HEWITT SUR LES TUBES A VIDE;

Par M. Maurice LEBLANC [1].

I. *Tubes à gaz raréfié de grande conductibilité.* — Si l'on veut faire passer un courant électrique dans un tube contenant un gaz raréfié, ce gaz se comporte comme un diélectrique parfait, tant que le champ électrique n'a pas atteint une valeur déterminée, dépendant de la pression et de la nature du gaz. Lorsqu'elle est atteinte, le gaz perd brusquement son pouvoir diélectrique et se comporte ensuite comme un conducteur, tant qu'il est traversé par un courant.

Pour le démontrer, M. Bouty place le tube contenant le gaz raréfié entre les plateaux d'un condensateur. Dès qu'un courant traverse le tube, la capacité du condensateur est augmentée comme si l'on avait rempli le tube d'un liquide conducteur.

On peut également se servir d'une ampoule munie de quatre électrodes, *a*, *b*, *c* et *d* : si un premier courant passe à travers deux d'entre elles, *a* et *b*, par exemple (Voir *fig.* 1), et si l'on ferme une pile P sur les deux autres, celle-ci débite un courant facile à mesurer avec un galvanomètre G, quand même le voltage de la pile ne serait que de 1 volt. Cet effet cesse instantanément dès que l'on interrompt le passage du premier courant.

---

[1] Conférence faite à la Société française de Physique, le 29 avril 1905.

M. Cooper Hewitt [1] a étudié les tubes à vide dès 1893 et a porté spécialement son attention sur les phénomènes qui se manifestent à la surface des électrodes. Il a découvert que la résistance offerte au passage d'un courant par un semblable tube, une fois détruite la cohésion diélectrique des gaz restants, ne devait être attribuée que pour une très faible partie à la colonne gazeuse, et qu'elle résidait surtout à la surface de la cathode. Il a appelé ce phénomène *répugnance de la cathode.*

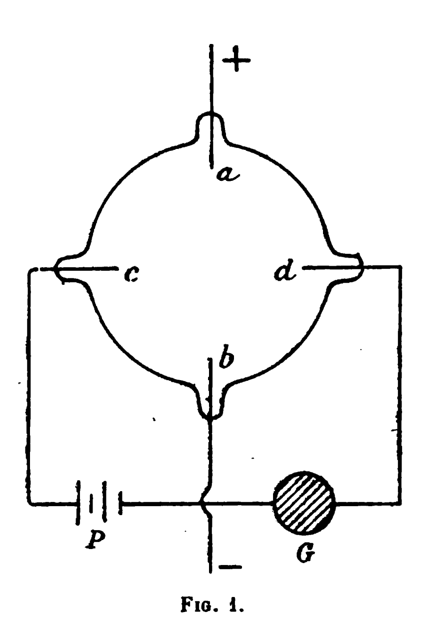


Fig. 1.

Il a découvert, en même temps, que, si la surface de la cathode était désagrégée par le passage du courant (mécaniquement, physiquement ou électriquement), elle perdait aussitôt sa répugnance et que l'on pouvait, alors, après un amorçage préalable, faire traverser un tube ou une ampoule à vide par un courant continu de grande intensité, en ne disposant que de quelques volts.

C'est ainsi qu'il a pu faire passer dans une ampoule de 20 centi-

---

(1) Les renseignements suivants sur les recherches de M. Cooper Hewitt m'ont été fournis par son collaborateur, M. le Dr de Recklinghausen, qui a bien voulu m'assister lors de ma conférence à la Société de Physique, et qui a répété devant les assistants les expériences fondamentales auxquelles il a participé.

mètres de diamètre environ, refroidie par un bain d'huile, un courant de 100 ampères avec 8 volts.

Cette découverte a la plus haute importance au point de vue pratique, car elle permet d'utiliser industriellement les tubes à vide, que l'on pouvait croire confinés à jamais dans les laboratoires. Dès à présent, on a pu faire avec eux de nouveaux appareils d'éclairage intéressants à bien des points de vue, et une nouvelle soupape électrique avec laquelle on redresse, dans les meilleures conditions de rendement, des courants alternatifs de toutes fréquences, même égales à 10^8, résultat impossible à atteindre par tout autre moyen. Nous signalerons encore un exploseur qui interrompt et rétablit un courant au moins 10^5 fois par seconde et, enfin, un interrupteur pour courants alternatifs, qui permet de les couper au moment précis où leur intensité est nulle.

Voici comment M. Cooper Hewitt a mis en évidence la propriété fondamentale de la cathode.

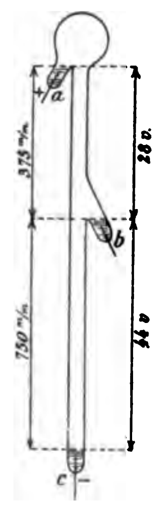


Fig. 2.

Il a pris un tube vertical, ayant 30 millimètres de diamètre intérieur, muni de trois électrodes, *a*, *b*, *c*, comme celui représenté sur la *fig.* 2. Chacune de ces électrodes était constituée par une petite poche remplie de mercure où pénétrait un fil de platine après avoir traversé le verre. La distance des électrodes *a* et *b* était de $37^{cm},5$ et celle des électrodes *b* et *c* de 75 centimètres.

Ce tube ayant été soigneusement vidé d'air, il l'a amorcé au moyen d'un des procédés décrits plus haut, et a fait passer un courant continu entre les électrodes *a* et *c*, la première servant d'anode et la seconde de cathode.

Avec 72 volts seulement, le courant a acquis une intensité de 3,5 ampères. Son passage maintenait la surface de la cathode à l'état de désagrégation. Son mercure s'évaporait, mais se condensait sur les parois du tube et retombait à la partie inférieure; la cathode se reconstituait ainsi au fur et à mesure de sa destruction.

Dans ces conditions, il a mesuré successivement les voltages développés entre les électrodes *a* et *b* et entre les électrodes *b* et *c*, et les a trouvés respectivement égaux à 28 et à 44 volts.

Le rapport de ces voltages est voisin de celui des distances des électrodes *a*, *b* et *b*, *c*. Mais il en diffère, car il y a encore une chute brusque de voltage à la surface de chaque électrode. Ces chutes de voltage sont d'ailleurs peu importantes, et leur somme est rarement supérieure à 14 volts.

Il a réuni alors les électrodes *b* et *c* par un circuit renfermant un galvanomètre et constaté le passage d'un courant de 1 à 2 centièmes d'ampère, ayant une intensité du même ordre de grandeur que celle du courant qu'eût fait passer le même voltage entre les électrodes *c* et *d* de l'ampoule de la *fig.* 1, lorsqu'un premier courant eut passé entre les deux autres. La presque totalité du courant continuait à passer entre les électrodes *a* et *c*.

Il a ensuite réuni l'électrode *b* à l'anode *a*. Aussitôt l'entrée du courant a sauté de l'anode *a* à la nouvelle anode *b*.

En intercalant, entre la source d'électricité et les anodes *a* et *b*, deux rhéostats à résistances variables, il a pu partager le courant entre les deux anodes, dans une proportion quelconque; la portion du tube comprise entre les électrodes *a* et *b* se comportait comme une simple résistance.

Cette expérience démontre péremptoirement qu'une électrode en mercure n'offre que très peu de résistance au passage du courant lorsqu'elle sert d'anode, et qu'elle lui en oppose, au contraire, une très considérable lorsqu'elle sert de cathode, si sa surface ne se trouve pas maintenue à l'état de désagrégation continuelle par le passage d'un courant suffisamment intense, préalablement établi.

M. Cooper Hewitt a repris la même expérience en remplaçant le

mercure par d'autres corps. Il a toujours obtenu les mêmes résultats ; mais l'intensité du courant qui doit traverser la cathode *c* est d'autant plus grande qu'il s'agit de corps plus difficiles à désagréger d'une manière quelconque.

La *répugnance de la cathode* est donc une propriété générale : on peut toujours la surmonter, en désagrégeant sa surface.

Le graphite est facile à désagréger : il se transforme en poussière. Il en est de même pour le potassium et le radium ; mais leurs vapeurs attaquent rapidement le verre du tube. Quant aux sels, leur dissociation amène la production de vapeurs acides, qui attaquent l'anode.

Pratiquement, le mercure à l'état de pureté permet seul de constituer une cathode dont on puisse maintenir constamment la surface à l'état de désagrégation et qui se reconstitue d'elle-même, au fur et à mesure de sa destruction. Les vapeurs de mercure n'exercent aucune action nocive sur les parois du tube ou sur l'anode, si elle est en fer comme celles qu'emploie M. Cooper Hewitt.

On peut donc constituer un tube à vide offrant une grande conductibilité au passage d'un courant continu, une fois qu'il a été amorcé, à la condition de lui donner une cathode en mercure et de le faire toujours traverser par un courant continu d'intensité suffisante pour que la surface de la cathode soit maintenue à l'état de désagrégation. L'anode peut être en mercure, en fer ou tout autre métal non attaquable par les vapeurs de mercure.

D'ordinaire, l'anode s'échauffe davantage que la cathode. Si on la fait en mercure, il y a un transport de métal de l'anode à la cathode, opéré par voie de distillation.

II. *Amorçage.* — Tout tube à vide et à cathode de mercure doit être préalablement amorcé, c'est-à-dire que la cohésion diélectrique des gaz restants doit être détruite une fois pour toutes avant que l'on puisse lui faire produire un effet utile.

Un premier moyen consiste à lui faire supporter, pendant un temps court, un voltage suffisant développé par une source d'électricité capable de lui fournir, en même temps, un courant d'intensité assez grande pour amener la désagrégation immédiate de la surface de la cathode.

Cette source doit pouvoir fournir un grand débit d'énergie, mais seulement pendant un temps très court. Il était tout indiqué de la constituer avec une bobine de self-induction, qui restituerait brus-

quement l'énergie qu'elle aurait emmagasinée pendant un temps quelconque.

Aussi M. Cooper Hewitt a-t-il eu recours au dispositif suivant (Voir *fig.* 3).

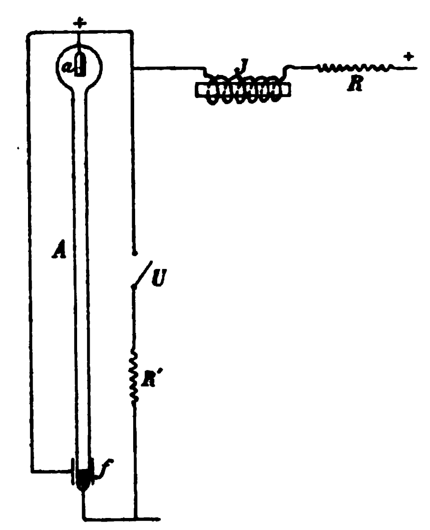


Fig. 3.

Soit A le tube que l'on veut amorcer, *a* son anode en fer, et *c* sa cathode de mercure.

On relie l'anode au pôle + de la source d'électricité par l'intermédiaire d'une résistance R et d'une bobine de self-induction J.

D'autre part, la cathode étant reliée au pôle — de la source, on établit une connexion, entre l'anode et la cathode, renfermant un interrupteur à huile et à action rapide U et une résistance R'.

Enfin, autour du tube et dans le voisinage immédiat de la cathode, on dispose une feuille d'étain *f*, que l'on relie à l'anode. On fait ainsi un petit condensateur, dont les armatures sont fournies par la feuille d'étain et le mercure de la cathode, et qui est monté en dérivation entre les bornes de l'interrupteur. Quand on ouvrira celui-ci, l'extra-courant de rupture ira d'abord charger ce condensateur, au lieu de se frayer un passage à travers l'huile, ce qui augmentera la rapidité de l'action de l'interrupteur, comme dans les bobines de Ruhmkorf.

Mais cette disposition a une efficacité toute spéciale dans le cas

actuel. En effet, la charge du condensateur amène une variation brusque de la tension superficielle du mercure de la cathode. Il en résulte une violente agitation de cette surface, qui est ainsi désagrégée, au moment même où la cohésion diélectrique du gaz est détruite.

L'expérience montre que la quantité d'énergie qu'il faut emmagasiner dans la bobine de self-induction J, pour déterminer l'amorçage, doit être environ 5 fois plus grande lorsque ce condensateur est supprimé que lorsqu'il est rétabli.

Pour amorcer le tube, on ferme l'interrupteur U. Un courant d'intensité constante finit par le traverser, après avoir emmagasiné une certaine quantité d'énergie dans la bobine de self-induction J. On ouvre alors l'interrupteur, ce qui provoque un coup de bélier. Le voltage s'élève entre l'électrode et la cathode, jusqu'à ce qu'un courant d'intensité constante le traverse désormais. La résistance R sert à régler son intensité. La résistance R′ sert à régler l'intensité du courant dans la bobine, avant la mise en route, et, par suite, la quantité d'énergie disponible pour l'amorçage.

Le voltage nécessaire est proportionnel à la longueur du tube A, mais croît très rapidement avec le degré de raréfaction des gaz, en tendant vers l'infini lorsque le vide devient absolu.

Pour éviter d'avoir à produire des voltages démesurés, M. Cooper Hewitt a fait des tubes ayant deux anodes, *a* et *b*, et une cathode, *c*, comme celui représenté sur la *fig.* 4.

L'anode *b* est située aussi près que possible de la cathode *c*. On relie les anodes *a* et *b* par un circuit contenant un interrupteur U′. Cet interrupteur étant fermé, on détermine, comme précédemment, l'amorçage entre l'anode *b* et la cathode *c*. Le tube devient conducteur sur toute sa longueur et une partie du courant passe par l'anode *a*. Dans ces conditions, pendant l'amorçage, on n'a à surmonter que la cohésion diélectrique de la colonne comprise entre les électrodes *b* et *c*, au lieu de celle de la colonne comprise entre les électrodes *a* et *c*.

Néanmoins, lorsque la raréfaction des gaz devient extrême et que, la lampe étant froide, la tension des vapeurs de mercure émises par la cathode est sensiblement nulle, le voltage nécessaire pour déterminer l'amorçage est encore énorme. Il faut alors avoir recours à la méthode suivante, connue d'ailleurs depuis longtemps :

On incline le tube de façon qu'un mince filet de mercure vienne

joindre l'anode à la cathode et établisse un court-circuit. Le courant passe : dès qu'on redresse le tube, le court-circuit est interrompu,

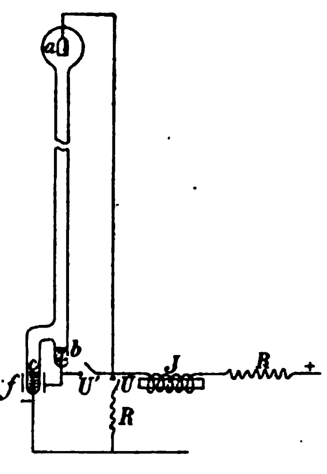


Fig. 4.

un arc jaillit à l'intérieur du tube et détermine son amorçage immédiat.

III. *Stabilité du fonctionnement.* — Si l'intensité du courant devient trop faible pour entretenir l'état de désagrégation de la cathode, elle reprend immédiatement sa répugnance.

Or, les expériences de MM. Wiedemann, Ruhlmann et Cantor ont montré qu'un courant traversant un gaz raréfié, lorsqu'il est fourni par une source à voltage constant, est toujours discontinu.

Il était donc nécessaire de le forcer à demeurer continu en faisant croître automatiquement le voltage aux bornes du tube, lorsque l'intensité diminuait, et réciproquement. M. Cooper Hewitt y est arrivé en montant en série, avec chacun de ses tubes, une résistance ou une bobine de self-induction.

Au contraire, on rend impossible le fonctionnement d'un tube raréfié si l'on dispose un condensateur de capacité appréciable entre ses bornes.

M. Robert de Valbreuze, qui a fait, il y a deux ans, d'intéressantes recherches sur les tubes à vide, a reconnu, de son côté, la grande efficacité des bobines de self-induction pour les maintenir amorcés. Elles ont l'avantage de ne pas dépenser d'énergie.

Toutefois, pour des raisons qui seront exposées plus loin, M. Cooper Hewitt joint à leur action celle d'une résistance ohmique.

IV. *Étude spéciale de la conductibilité des tubes à vide et à cathode de mercure.* — M. Cooper Hewitt, avec l'aide de M. Wills, a fait de nombreuses expériences sur la conductibilité de ces tubes. Il a d'abord étudié comment variait le voltage à l'intérieur d'un tube à vide, à cathode de mercure, à la surface des électrodes et le long de la colonne gazeuse.

Un premier point était déjà acquis : la présence de gaz raréfiés à l'intérieur du tube ne pouvait produire qu'un accroissement de résistance après l'amorçage. Aussi les expériences n'ont-elles porté que sur des tubes où le vide avait été porté aussi loin que possible, et qui ne renfermaient plus que la vapeur de mercure émise par la cathode.

M. Cooper Hewitt avait aussi constaté que la chute de voltage, à la surface des électrodes, était presque indépendante de l'intensité du courant, qu'elle ne dépendait guère que de la température de ces surfaces et diminuait lorsque celle-ci augmentait.

Ils ont opéré sur des tubes à anode de fer. Une pince thermo-électrique, traversant le verre, passait à 1 centimètre environ de l'anode, et un électromètre mesurait la chute de voltage entre l'anode et la vapeur située dans son voisinage immédiat.

On se servait d'un électromètre pour éviter l'action de la cathode sur le courant qui aurait dû traverser un voltmètre.

M. Wills a, en particulier, relevé sur un tube de 19 millimètres de diamètre les nombres suivants, qu'il a publiés en août 1904 dans l'*Electrical Review* :

Intensité du courant en ampères	Chute de voltage à la surface de l'anode en volts	Température de l'anode
1,25	6,25	123° C.
1,75	5,8	143
2,25	5,4	172
2,75	5,1	200
3,25	4,6	243

Il est impossible de faire la même expérience avec la cathode, à cause de l'état d'agitation continuel de sa surface. Mais, en opérant sur des ampoules de grande section dont l'anode et la cathode étaient très voisines, et où la chute de voltage dans le milieu intermédiaire était négligeable, il était possible, en connaissant la chute de voltage totale entre les deux électrodes et la chute de voltage à l'anode,

d'en déduire, par simple différence, la chute de voltage à la cathode.

On a trouvé, ainsi, que cette dernière chute était très sensiblement constante et égale à 5 volts.

MM. Cooper Hewitt et Wills ont ensuite recherché comment variait le voltage à l'intérieur d'un tube, en fonction de son diamètre, de la tension de vapeur de mercure qui y régnait et de l'intensité du courant qui le traversait.

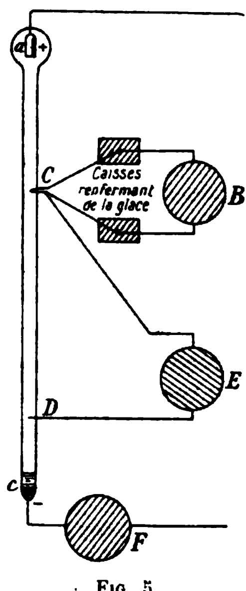


Fig. 5.

Pour cela, ils ont pris des tubes de diamètres différents (Voir *fig.* 5) dans lesquels pénétraient : 1° une pince thermo-électrique C et une pointe de platine D situées à une distance déterminée l'une de l'autre. La pince thermo-électrique C actionnait un galvanomètre B, dont la déviation donnait la température à l'intérieur du tube. On en déduisait la tension de vapeur du mercure au moyen des tables de lord Rayleigh. Un électromètre E mesurait le voltage entre les points C et D. On faisait varier la température de la lampe en la réchauffant extérieurement, et un ampèremètre F mesurait l'intensité du courant qui la traversait.

La colonne lumineuse ne remplit pas toujours complètement le tube. Elle cesse de le faire dès que la tension de vapeur a acquis

une valeur déterminée. A partir de ce moment, son diamètre augmente avec l'intensité du courant et diminue lorsque la tension de la vapeur augmente.

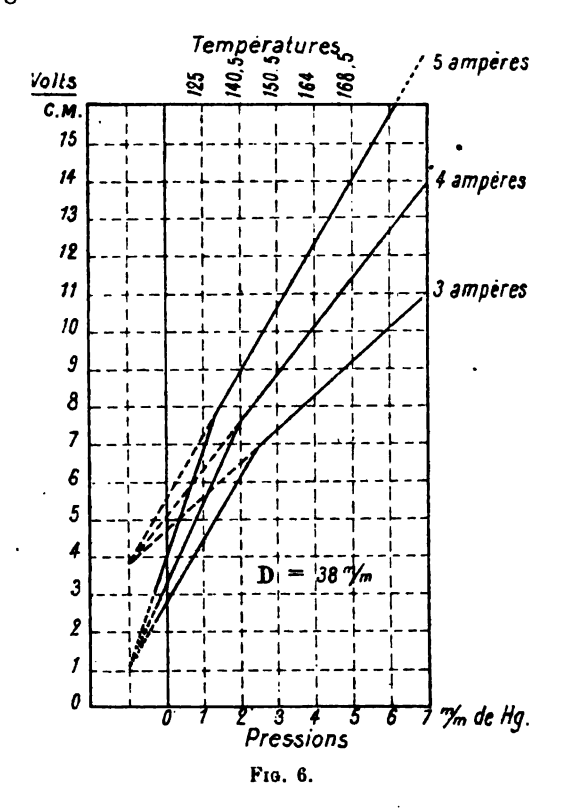


Fig. 6.

Les diagrammes de la *fig.* 6 représentent les résultats observés sur un tube de 38 millimètres de diamètre. Ils montrent comment varie, pour ce tube, la chute de voltage par centimètre en fonction de la tension de vapeur et de l'intensité du courant.

Ils se composent chacun de deux droites se coupant sous un angle obtus. La tension de vapeur Δ_q, au point d'intersection de ces deux droites, est approximativement donnée par l'expression :

$$\Delta_q = \frac{\sqrt[4]{J}}{\sqrt{D}},$$

où J représente l'intensité, exprimée en ampères, du courant qui

traverse le tube, et D le diamètre de ce dernier, exprimé en centimètres.

La discontinuité du phénomène s'explique aisément parce que, tant que l'on a $\Delta < \Delta_q$, la colonne lumineuse occupe toute la section du tube et que, pour $\Delta > \Delta_q$, elle n'en occupe qu'une partie.

Il est à remarquer que, pour un même tube, les droites appartenant à chacun des deux groupes de droites composant les diagrammes relatifs à des intensités différentes convergent en un même point, et que les deux points de convergence ont même abscisse.

Pour des tubes plus étroits, on trouve des diagrammes composés de droites semblables, mais qui se relèvent plus rapidement.

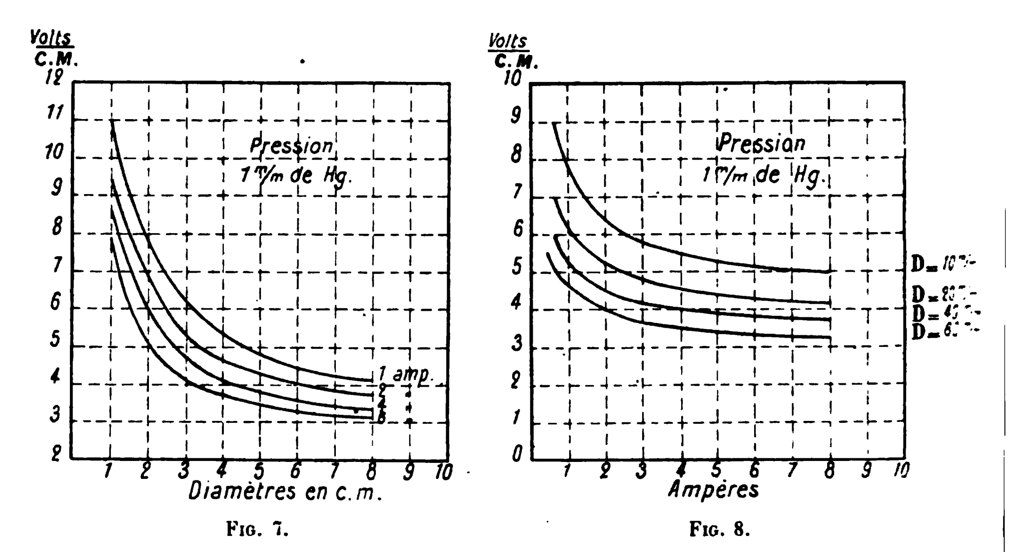


Fig. 7. Fig. 8.

M. Wills a pu représenter les résultats observés par la formule suivante, où X désigne la différence de potentiel nécessaire pour faire traverser par un courant de J ampères 1 centimètre de longueur d'un tube de D centimètres de diamètre, la tension de vapeur étant de Δ millimètres de mercure. Dans cette formule, a, b, c et d représentent des constantes :

$$X = a\left[b + \frac{1}{\sqrt{J}}\right]\left[c + \frac{1}{\sqrt{D}}\right]\left[\Delta + \frac{2}{D} + \frac{1}{\sqrt{D}}\right] + d.$$

On a pour :

$\Delta < \Delta_q$	$\Delta > \Delta_q$
$a = 0{,}545$	$a = 0{,}150$
$b = 0{,}775$	$b = 0{,}398$
$c = 1{,}71$	$c = 0{,}122$
$d = 0{,}100$	$d = 0{,}370$

Cette formule montre que le voltage X est une fonction linéaire de la tension de vapeur Δ. Un tube conduit donc d'autant mieux que le vide y est plus grand.

Les *fig.* 7 et 8 se rapportent au cas où la pression dans le tube est maintenue constante et égale à 1 millimètre de mercure.

La première montre comment varie le voltage par centimètre, lorsque l'intensité du courant augmente, dans des tubes de diamètres différents. La seconde montre comment varie le même voltage, avec le diamètre du tube, pour des courants de diverses intensités.

Les diagrammes des *fig.* 6, 7 et 8 sont des illustrations de la formule de M. Wills.

V. *Influence d'un champ magnétique sur un tube à vide et à cathode de mercure.* — M. Hewitt a eu l'idée d'approcher un aimant d'un tube à vide et à cathode de mercure traversé par un courant. Il a constaté qu'une flamme, dirigée suivant les lignes de force, émanait alors de la tache brillante constituant la zone de désagrégation de la cathode et venait s'écraser contre les parois du tube, en un point où se manifestait un vif dégagement de chaleur.

Un phénomène très curieux s'est manifesté : la colonne lumineuse, qui continuait à aller de l'anode à la cathode, contournait cette flamme, en affectant la forme d'une hélice.

VI. *Première application des tubes à vide à cathode de mercure. — Lampes dites à vapeur de mercure.* — Le voltage nécessaire pour faire passer un courant dans un tube à vide, dont la cathode est en mercure, est d'autant plus petit, après l'amorçage, que la raréfaction du gaz a été poussée plus loin. Lorsqu'elle est extrême et que le tube est refroidi de manière que la vapeur de mercure émise par la cathode se condense immédiatement et ne vienne pas remplir le tube, le passage d'un courant de plus de 100 ampères ne se manifeste que par l'apparition d'une tache brillante à la surface de la cathode, à l'endroit où cette surface est désagrégée. La colonne gazeuse demeure obscure.

Si la raréfaction est poussée moins loin, le tube étant toujours

refroidi, la résistance est plus grande, mais le tube s'illumine, et sa couleur est caractéristique du gaz qu'il contient encore : rose si c'est de l'azote, violette si c'est de l'hydrogène...

Un tube où le vide a été poussé aussi loin que possible s'illumine aussi dès que l'on cesse de le refroidir et qu'il est envahi par la vapeur de mercure, et la lumière émise a la couleur verte du mercure.

On conçoit la possibilité d'user de semblables tubes comme appareils d'éclairage.

M. le D[r] de Recklinghausen a fait les expériences suivantes : un tube à cathode de mercure primitivement rempli d'azote était plongé dans de la glace, il paraissait rose; dès qu'on enlevait la glace, il était envahi par la vapeur de mercure et devenait vert. L'un des spectres de l'azote ou du mercure était toujours prépondérant. Il a substitué à l'azote divers gaz parmi ceux qui ne pouvaient attaquer les électrodes, en particulier l'argon et l'hélium. Le résultat a toujours été le même. Il semble donc que le courant demande de le transporter, suivant les cas, de préférence aux ions de l'un ou l'autre des gaz ou vapeurs qui remplissent le tube, au lieu de le demander à plusieurs d'entre eux à la fois.

Il a ensuite remplacé le mercure par un amalgame de potassium. Dans un tube vertical, long de 1 mètre, la partie supérieure devenait rouge, et la partie inférieure verte, le changement de couleur se produisant sur une longueur de 2 centimètres environ. Quoi que l'on fasse, il est impossible de superposer pratiquement les spectres de corps différents dans ces tubes.

Comme on ne saurait maintenir une lampe électrique dans de la glace, si l'on veut employer des tubes à gaz raréfié et à cathode de mercure comme appareils d'éclairage, on doit accepter une lumière verte correspondant au spectre du mercure.

Elle a le grand défaut de dénaturer complètement les couleurs et de donner un aspect cadavérique aux personnes ; mais elle est très reposante pour la vue et est très économique.

Les lampes normales de M. Cooper Hewitt ne consomment, en effet, que 0,45 watt par bougie en tenant compte de la perte d'énergie dans les résistances inductives qui les accompagnent. Toutefois, si l'on consent une perte de 25 0/0 dans la lumière produite, on peut la mélanger de rayons rouges, en enveloppant les lampes avec une étoffe de soie imprégnée d'une substance fluorescente, telle que la

rhodamine. Dans ces conditions, les personnes recouvrent leur aspect naturel.

La lampe à vapeur de mercure, telle qu'elle est, peut rendre bien des services, quand des questions d'esthétique ne sont pas en jeu. Elle convient admirablement à l'éclairage des ateliers et des bureaux de dessin.

La nocivité des rayons rouges, au point de vue physiologique et psychologique, est bien connue. Les ateliers de M. Lumière, à Lyon, étaient primitivement éclairés à la lumière rouge, et leur personnel, composé d'hommes et de femmes, était, paraît-il, ingouvernable. Ils ont trouvé une couleur verte non photogénique : ils l'ont substituée au rouge et, depuis ce temps, le calme le plus absolu règne dans leur établissement.

La lumière des lampes à vapeur de mercure possède les mêmes qualités calmantes, tout en étant très photogénique : elle convient admirablement pour la photographie.

Les tubes de verre arrêtent les rayons ultra-violets; mais des artistes spéciaux ont réussi dernièrement à faire des lampes à vapeur de mercure en quartz, bien que sa température de fusion soit de 800° supérieure à celle du verre. Ces lampes fournissent tellement de rayons ultra-violets que l'on ne saurait les regarder longtemps sans danger pour les yeux; mais elles ont des usages médicaux et peuvent servir au traitement du lupus.

A égalité d'intensité de courant, la luminosité d'un tube augmente avec la tension de la vapeur de mercure qui le remplit, mais le voltage nécessaire pour faire passer le courant augmente plus rapidement avec cette tension, à partir d'une certaine limite. Il y a donc une tension de vapeur pour laquelle le rendement lumineux est maximum. Elle est voisine de 2 millimètres de mercure et correspond à la température de 145°.

Le problème revenait à dimensionner la lampe, de manière que sa température intérieure se maintînt d'elle-même aux environs de 145°. La température de nos habitations étant toujours voisine de 20°, il suffisait de régler convenablement sa surface de refroidissement.

M. Cooper Hewitt y est parvenu en disposant, autour de la cathode, une chambre de condensation de diamètre beaucoup plus grand que celui du tube, comme le montre la *fig.* 9. C'est contre les parois de cette chambre que se condense la majeure partie des

vapeurs issues de la cathode, et c'est à travers elle que se dissipe presque toute la chaleur.

On a soin de disposer du coton de verre au fond des tubes pour amortir les coups de marteau du mercure, si le tube venait à être culbuté. On peut arriver au même résultat en reliant les fils de platine qui traversent le verre à des coupelles en acier.

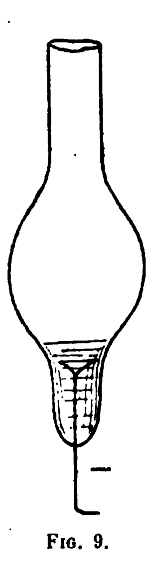


Fig. 9.

Ces dispositions paraissent avoir une très grande importance en pratique.

Toutes les lampes sont faites pour une intensité de 3,5 ampères. Ce chiffre ne saurait être dépassé sans qu'il fallût prendre des dispositions assez coûteuses pour assurer le passage du courant au travers des fils traversant le verre.

Avec une intensité plus faible, un courant d'air pourrait éteindre la lampe, en refroidissant par trop sa cathode.

Le diamètre du tube a été déterminé par les considérations suivantes :

Faisons fonctionner une lampe dans une atmosphère à la température de 20° C. environ, et faisons-la traverser par des courants d'intensités successivement croissantes. Le voltage qu'il faudra développer entre ses bornes variera, en fonction de l'intensité, comme le représente la courbe de la *fig.* 10.

Il passera par un minimum qui, toutes choses égales d'ailleurs, sera fonction du diamètre du tube.

On fera varier la surface de la chambre de condensation, de manière que la tension de vapeur soit à peu près de 2 millimètres de mercure, lorsque l'intensité sera de 3,5 ampères. Mais, pour que le régime de la lampe soit stable, le voltage nécessaire aux bornes de la lampe devra passer par un minimum, précisément pour cette intensité.

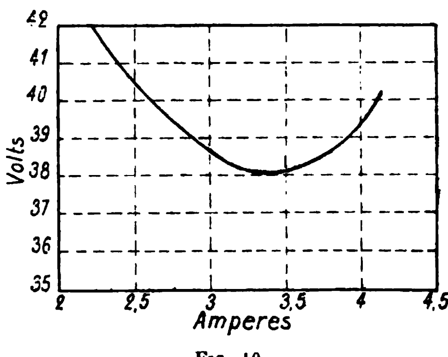


FIG. 10.

S'il en est ainsi, il suffira de monter une résistance en série avec la lampe, comme s'il s'agissait d'une lampe à arc, pour qu'un accroissement d'intensité amène une diminution de voltage et, par suite, tende à ramener l'intensité à sa valeur normale et réciproquement.

Le fonctionnement de la lampe sera alors parfaitement stable.

Il faut donc déterminer le diamètre du tube, de manière que la courbe de la *fig.* 10 passe par un minimum, lorsque l'intensité du courant est de 3,5 ampères. Cette courbe se rapporte à une lampe destinée à fonctionner sous un voltage de 40 volts. Le résultat voulu est obtenu avec une grande approximation ; mais on perd, dans la résistance, un grand nombre des volts disponibles, soit 22.

Cela n'empêche pas le rendement industriel de cette lampe d'être très élevé, la consommation totale d'énergie n'étant que de 0,45 watt par bougie.

Afin de donner au fonctionnement de ses lampes la stabilité nécessaire, M. Cooper Hewitt les a accompagnées simultanément d'une résistance et d'une bobine de self-induction.

La self-induction sert à empêcher les variations brusques de courant qui tendent toujours à se produire dans les tubes à vide. La résistance sert à maintenir à la valeur voulue l'intensité normale du courant qui traverse la lampe.

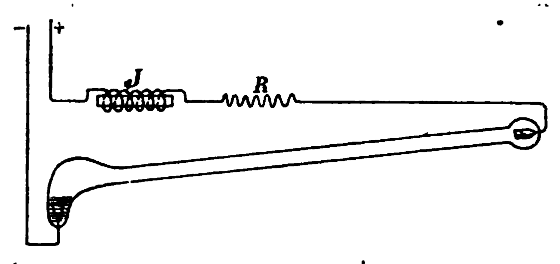


Fig. 11.

L'une de ces lampes est schématiquement représentée sur la *fig.* 11. On les amorce en les inclinant et en établissant ainsi un court-circuit momentané entre l'anode et la cathode.

VII. *Deuxième application des tubes à vide et à cathode de mercure. — Soupape électrique.* — Une cathode ne peut laisser passer un courant que si sa surface a été préalablement désagrégée. Cette

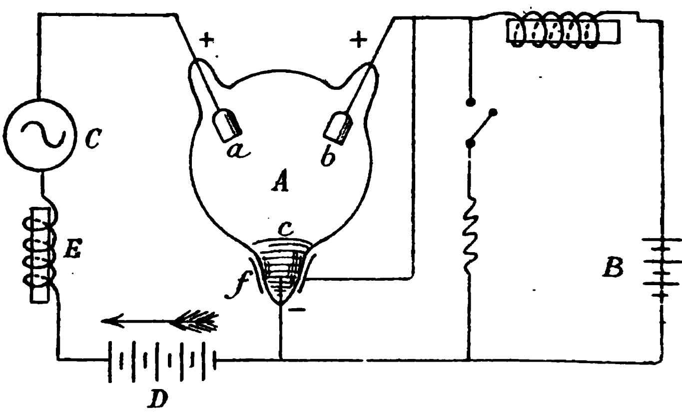


Fig. 12.

propriété permet de réaliser une soupape électrique, c'est-à-dire un circuit à travers lequel une force électromotrice alternative ne peut faire passer que des courants d'un sens déterminé.

Considérons, par exemple, la disposition suivante (Voir *fig.* 12).

Une ampoule A est munie d'une cathode *c* en mercure et de deux anodes *a* et *b* en fer, mais qui pourraient aussi être en mercure.

Faisons passer un courant continu entre l'anode *b* et la cathode *c*, par les procédés ordinaires. Ce courant sera fourni par une petite batterie B qui n'aura à développer que 14 volts entre les électrodes *b* et *c* et produira seulement un courant d'intensité suffisante, soit 3,5 ampères, pour maintenir la surface de la cathode *c* à l'état de désagrégation.

Faisons agir en même temps une source de force électromotrice alternative C entre les électrodes *a* et *c*.

Lorsque le courant tendra à aller de l'électrode *a* à la cathode *c*, il n'aura à subir qu'une chute de voltage de 14 volts. Il passera donc, si la source C développe un voltage supérieur.

S'il tend, au contraire, à aller de *c* en *a*, l'électrode *a* jouera le rôle de cathode. Sa répugnance n'étant pas détruite par une désagrégation superficielle préalable, elle s'opposera au passage du courant.

Le circuit comprenant la source de force électromotrice E sera le siège d'un courant toujours de même sens, qui pourra charger une batterie d'accumulateurs D, développant une force contre-électromotrice bien supérieure à la force électromotrice de la batterie B. En même temps, l'intensité du courant, qui la chargera, pourra être bien plus grande que 3,5 ampères.

Enfin, si nous intercalons une bobine de self-induction E dans ce circuit, nous pourrons rendre très sensiblement continue l'intensité du courant.

Cet appareil permet donc de faire produire un courant continu par un alternateur. Mais l'alternateur ne travaille alors que pendant la moitié du temps. On évite cet inconvénient comme il suit :

Un alternateur (Voir *fig.* 13) alimente le circuit primaire P d'un transformateur muni de deux circuits secondaires S_1 et S_2 ayant le même nombre de spires du même fil, mais enroulés l'un à gauche, l'autre à droite.

Les points d'entrée de ces circuits sont individuellement reliés aux deux anodes *a* et *b* de l'ampoule A. Leurs points de sortie sont réunis et servent de point de départ au circuit extérieur, que l'on veut faire traverser par un courant continu. Ce circuit aboutit à la cathode *c*. Il doit contenir une bobine de self-induction E.

On monte en dérivation, entre les conducteurs d'aller et de retour de ce circuit, une batterie d'accumulateurs B qui sert à amorcer l'ampoule. De cette manière, l'alternateur débite un courant alternatif, et rien n'est changé à son fonctionnement. Le courant secondaire traverse successivement l'un et l'autre des circuits secondaires.

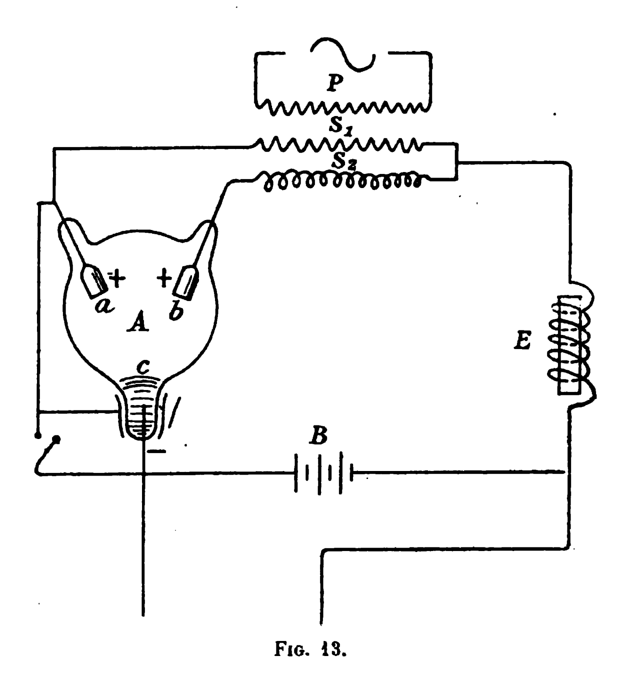


Fig. 13.

Une fois l'appareil mis en route, on peut supprimer la batterie B, la bobine de self-induction E suffisant pour empêcher le courant de s'annuler avec la force électromotrice développée dans les circuits secondaires.

Lorsqu'il s'agit de redresser des courants triphasés, M. Cooper Hewitt emploie une ampoule A qui a trois anodes a_1, a_2, a_3 et une cathode de mercure c (Voir *fig.* 14). Le transformateur a ses circuits secondaires montés en étoile. Leurs trois points d'entrée sont individuellement reliés aux anodes a_1, a_2, a_3. Le circuit à courant continu est branché entre le point neutre O et la cathode c. Une batterie d'accumulateurs B sert à opérer l'amorçage de l'ampoule, comme dans les cas précédents.

Ici, il n'est plus besoin d'une bobine de self-induction pour maintenir l'appareil amorcé, une fois que la batterie a été supprimée. En effet, les courants débités par les trois circuits du transformateur ne s'annulent jamais simultanément ; d'autre part, la self-induction des circuits d'armature de l'alternateur suffit pour empêcher toute variation brusque de l'intensité des courants.

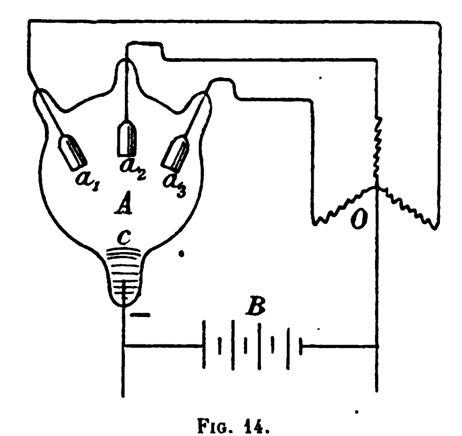


Fig. 14.

M. Cooper Hewitt a fait des redresseurs de ce système capables de débiter un courant continu de 30 ampères sous 500 volts et dont le rendement s'élève à 98 0/0. Tout fait espérer que ces résultats seront de beaucoup dépassés dans l'avenir, lorsqu'on aura définitivement réussi à remplacer les ampoules en verre par des ampoules métalliques.

Les services que rendront ces appareils, lorsqu'ils seront devenus tout à fait industriels, seront immenses.

Ils permettent, en effet, de redresser des courants ayant la fréquence de ceux de Hertz, c'est-à-dire de courants capables de transmettre de l'énergie à distance, par induction, à travers l'air. Il serait donc possible de transmettre de l'énergie sans fil, au lieu de transmettre seulement des messages. En supposant que cela ne puisse se faire qu'à petite distance, il serait déjà fort intéressant de pouvoir transmettre de l'énergie à des voitures automobiles, au moyen d'une simple ligne parallèle à la route, par induction et sans aucun contact direct.

Ces appareils permettraient enfin de redresser des courants

alternatifs, sans se servir de collecteur, ce qui constituerait un grand progrès pour l'industrie électrique.

VIII. *Troisième application des tubes à vide et à cathode de mercure.* — *Exploseurs.* — Pour produire des courants de haute fréquence, on ne peut se servir d'alternateurs, et l'on doit avoir recours aux phénomènes de décharge oscillante.

Il y a alors le plus grand intérêt, surtout si l'on veut mettre à profit les phénomènes de résonance électrique, à restituer au condenseur qui se décharge, au bout de chaque demi-période du courant, l'énergie qu'il vient de fournir. En opérant ainsi, on peut obtenir des courants dont l'intensité efficace soit toujours constante, et dont les variations d'intensité, pendant la durée de chaque demi-période, suivent très sensiblement la loi sinusoïdale.

Que faut-il pour cela ? un exploseur doué des propriétés suivantes :

1° Un arc ne pourra jaillir entre ses électrodes que lorsqu'un voltage élevé et toujours le même aura été développé entre elles. Le condensateur branché entre ces électrodes aura alors une charge élevée et bien déterminée chaque fois que l'arc jaillira ;

2° Aussitôt l'arc éclaté, le voltage qu'aura à surmonter le courant pour passer devra être aussi petit que possible et très faible par rapport à celui qui aura déterminé l'amorçage ;

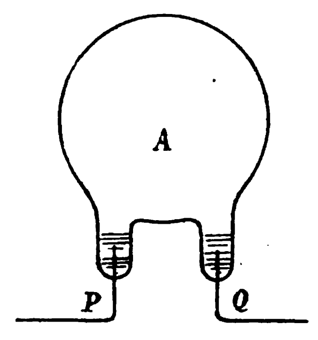


Fig. 15.

3° L'exploseur devra se désamorcer instantanément, lorsque l'intensité du courant qui le traversera passera par zéro.

M. Cooper Hewitt a réalisé un semblable exploseur de la manière la plus simple. Il se compose d'une ampoule A munie de deux électrodes en mercure P et Q (Voir *fig.* 15).

Le voltage nécessaire pour faire jaillir un arc entre ces élec-

trodes est d'autant plus grand que le vide a été poussé plus loin dans l'ampoule. Il est facile de le rendre égal à 10 000 ou 20 000 volts. Si l'appareil est refroidi par un bain d'huile, de manière que les vapeurs de mercure ne puissent envahir l'ampoule, ce voltage demeurera toujours le même.

Une fois l'amorçage obtenu, le courant n'a plus qu'un voltage de 14 volts à surmonter.

Enfin, lorsque le courant s'annule, la surface de la cathode cesse d'être désagrégée et elle reprend presque instantanément sa répugnance.

M. Cooper Hewitt a pu obtenir de cette manière des courants alternatifs parfaitement réguliers, ainsi que le révélait un miroir tournant, dont la fréquence atteignait 100 000. Rien ne lui a fait supposer que cette fréquence ne pût être dépassée, dans les mêmes conditions.

Cet appareil doit donc permettre de produire industriellement, et avec un très bon rendement, des courants alternatifs de haute fréquence, d'allure aussi régulière que ceux fournis par les alternateurs. La fréquence 10^5 est beaucoup trop faible pour qu'on puisse transmettre sans fil de l'énergie à grande distance, mais permet de la transmettre, par induction, à quelques mètres d'une ligne parcourue par un courant de haute fréquence.

On a reconnu expérimentalement la possibilité de transmettre un courant de haute fréquence, à grande distance le long d'une ligne électrique, sans déterminer de surtensions dangereuses. Il suffit, pour cela, de disposer de distance en distance des bobines de self-induction montées en dérivation entre les conducteurs d'aller et de retour, en les dimensionnant convenablement.

La soupape électrique, que nous avons décrite tout à l'heure, nous donne le moyen d'utiliser les courants ainsi transmis dans nos moteurs actuels, en les transformant d'abord en courants continus.

IX. *Quatrième application des tubes à vide et à cathode de mercure. — Interrupteur pour courants alternatifs.* — Une application plus modeste, mais immédiate, a été faite de l'appareil précédent.

Lorsqu'un alternateur dessert une ligne ayant de la capacité, il y a toujours une certaine quantité d'énergie, qui est tantôt emmagasinée dans la ligne, tantôt dans l'alternateur, et s'échange constamment entre eux. Une ligne peut demeurer indéfiniment chargée, sans qu'aucun courant ne la traverse. L'interruption du courant dans une ligne ne déterminera donc pas la consommation immédiate de

l'énergie qu'elle contient. Au contraire, l'énergie emmagasinée dans un alternateur, par suite de la self-induction de ses circuits d'armature, devra s'annuler avec l'intensité du courant. Si on vient à couper ces circuits, à un moment où cette intensité n'est pas nulle, l'énergie qu'ils auront emmagasinée se dégagera brusquement sous forme explosive.

Il y a donc un intérêt majeur à n'employer que des interrupteurs coupant le circuit au moment précis où l'intensité du courant passe par zéro.

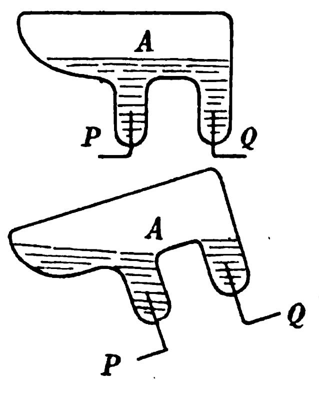


FIG. 16.

On constitue un semblable interrupteur avec l'exploseur de M. Cooper Hewitt, auquel on donne la forme représentée sur la *fig.* 16.

A l'état normal, les deux électrodes sont mises en court-circuit par le mercure.

Pour interrompre le courant, on culbute l'ampoule de manière à rompre le court-circuit. Un arc s'amorce et le courant n'a que 14 volts à surmonter pour passer. Mais, dès que son intensité devient nulle, l'électrode qui devrait ensuite jouer le rôle de cathode recouvre toute sa répugnance et le courant ne peut se rétablir.

X. *Résumé.* — Nous sommes heureux d'avoir pu appeler l'attention sur les travaux de M. Cooper Hewitt.

Il a montré que, contrairement à une opinion répandue, un tube à vide conduisait d'autant mieux le courant électrique que le vide y avait été poussé plus loin, une fois ce tube amorcé. C'est seulement l'amorçage qui devient de plus en plus difficile, lorsqu'on veut le détermiuer avec une simple différence de potentiel et que le vide

devient très grand. Mais on y arrive toujours avec la plus grande facilité, en établissant un court-circuit momentané dans le tube. L'arc qui jaillit dans le tube, au moment de la rupture du court-circuit, détermine toujours son amorçage, quel que soit le degré de vide.

Enfin, M. Cooper Hewitt a découvert cette propriété nouvelle des cathodes qu'il a appelée *répugnance* et a donné les moyens de la surmonter.

Les tubes à vide paraissent, dès maintenant, appelés à rendre les plus grands services industriels. Non seulement on peut faire avec eux des appareils d'éclairage intéressants, mais il est probable que, dans l'avenir, en suivant la voie ouverte par M. Hewitt, on pourra les appliquer à la production et à l'utilisation industrielle des courants de haute fréquence, avec lesquels on pourra, nous l'espérons, résoudre des problèmes nouveaux, relatifs à la transmission de l'énergie, qui ne sauraient l'être avec les moyens dont nous disposons aujourd'hui.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XV, n° 12 ; 1904.

P. LENARD et V. KLATT. — Ueber die Erdalkaliphospore (Les phosphores alcalino-terreux). — P. 225-282, 425-484 et 633-672.

Cet important et remarquable mémoire contient, avec une monographie complète des sulfures alcalino-terreux phosphorescents, des indications théoriques d'un grand intérêt. Les auteurs avaient déjà fait voir que : 1° la phosphorescence est liée à la présence nécessaire de trois éléments : le sulfure alcalino-terreux, de faibles traces d'un métal dit *actif*, et une substance étrangère fusible, ou *fondant* (*Zusatz*) [1] ; 2° l'aptitude à la phosphorescence existe seulement dans les corps préparés au rouge et non dans ceux que l'on obtient à froid ou par la voie humide ; elle est détruite par la pression [2].

Le mémoire actuel, résultat de l'observation d'un nombre énorme de préparations bien définies, poursuivie pendant des années avec une méthode rigoureuse et dans des conditions très variées, jette une vive lumière sur un phénomène d'une extraordinaire complication. Chemin faisant, les auteurs ont pu vérifier l'exactitude des

(1) *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, p. 90 ; 1889 ; — et *J. de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 578 ; 1890.

(2) *Ann. d. Phys.*, t. XII, p. 439 ; 1903 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 936 ; 1903.

anciennes observations de Becquerel, et en expliquer un grand nombre par les lois qu'ils ont découvertes.

Ils appellent phosphore alcalino-terreux, ou plus simplement *phosphore*, une préparation dans laquelle sont réunis les trois éléments ; un phosphore *pur* est celui qui ne contient qu'un seul métal et un seul sulfure. C'est donc une préparation bien définie, que l'on peut représenter par un symbole tel que $CaCuNa^2SO^4$ par exemple, où Ca désigne le sulfure, Cu le métal actif, Na^2SO^4 le fondant. On l'obtient en préparant le sulfure *pur* par calcination du carbonate pur avec du soufre pur ; une masse déterminée de sulfure est ensuite broyée avec une masse convenable du fondant, puis dans la poudre étalée au fond du mortier on creuse avec le pilon une petite cavité que l'on remplit de 10 ou 15 gouttes d'alcool absolu ; on ajoute ensuite un nombre déterminé de gouttes d'une solution aqueuse titrée d'un azotate métallique (ou de tartrate, dans le cas de Sb); on pilonne de nouveau, et on porte au rouge de douze à vingt minutes. Toutes les observations se rapportent à des préparations de cette espèce. Les seuls métaux reconnus comme actifs, parmi tous ceux que l'on a essayés, sont : Cu, Pb, Ag, Zn; Mn, Ni; Bi, Sb, formant trois groupes assez bien définis par la disposition générale et les propriétés des bandes phosphorescentes que révèle l'examen spectroscopique de la lueur émise.

Nous indiquerons seulement la division du mémoire et les conclusions générales, ne pouvant résumer les observations elles-mêmes, trop nombreuses et trop détaillées.

A. Observation immédiate après excitation par la lumière solaire. — L'observation est faite à l'œil nu dans la chambre obscure, environ une seconde après la fin de l'exposition, que l'on réalise en ouvrant une petite ouverture pratiquée dans la paroi, et par laquelle on fait passer la préparation, que l'on maintient à l'air libre pendant une demi-minute ou une minute. Les résultats, relatifs à près de deux cents préparations, donnent pour chacune d'elles l'intensité évaluée au moyen d'une échelle conventionnelle, la couleur ou la nuance, et l'allure de l'amortissement de la phosphorescence.

L'étude méthodique et complète n'a été faite que sur une quarantaine de préparations, choisies de telle manière que l'on pût avoir, pour chaque métal et chaque sulfure, les couleurs qui s'étaient montrées avec la plus grande intensité.

B. Analyse spectrale de l'émission phosphorescente. — La phos-

phorescence était excitée soit par un phosphoroscope tournant lentement et exposé à la lumière solaire fortement concentrée, soit par le spectre d'une source riche en radiations ultra-violettes, projeté par une optique en quartz, soit par la lumière d'un arc de 120 volts et 10-15 ampères filtrée à travers un filtre ultra-violet de Wood. Les rayons cathodiques et l'étincelle entre électrodes de zinc, qui ont également été étudiés, ont l'inconvénient de rendre très lumineuses des substances comme CaO, $CaCO^3$, et quelques autres, qui se trouvent dans toutes les préparations. On observait au moyen d'un spectroscope de poche; sur la moitié de la fente on projetait l'image d'un papier huilé éclairé par la lumière d'un bec Auer débarrassé de l'excès de luminosité dans le rouge par filtration à travers du sulfate de cuivre ammoniacal et du carmin d'indigo. Un diaphragme iris et des verres fumés permettaient d'affaiblir le spectre de comparaison, de manière à lui donner dans la région voulue une intensité égale à celle de la bande de phosphorescence étudiée. L'échelle d'intensité ainsi obtenue allait de 1 à 800. Les résultats sont résumés par des graphiques et consignés dans des tableaux indiquant, pour chaque préparation, toutes les particularités de ses bandes de phosphorescence : couleur, caractère général, aspect à la température ordinaire (excitation par la lumière transmise par le filtre ultra-violet), longueur d'onde moyenne, relations avec la couleur de la phosphores-

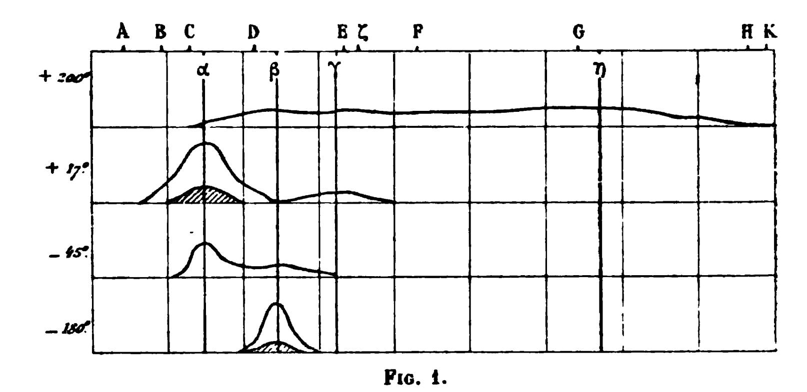


Fig. 1.

cence générale (excitée par la lumière du jour ou la lumière ultra-violette filtrée), action des variations de température.

C. Influence de la température. — Les préparations pouvaient être maintenues, pendant l'exposition et l'observation, à des tempéra-

tures constantes comprises entre — 180° et 400°, ou soumises, après l'exposition, à des variations de température plus ou moins rapides. Les résultats sont consignés dans des tableaux donnant, pour chaque température, l'intensité et la couleur de la préparation pendant l'exposition et après l'exposition, et renvoyant, pour la composition et l'aspect du spectre, à des graphiques analogues à celui que nous reproduisons ici, qui se rapporte à $CaNiCaF^2$. (Les hachures correspondent à l'émission consécutive; les courbes, à l'émission pendant l'excitation avec le filtre ultra-violet.)

D. Excitation des phosphores. — a) *Distribution spectrale des radiations excitatrices.* — Le spectre excitateur, produit par une fente de 1 millimètre de hauteur, est projeté sur la préparation, étalée en couche mince, par une optique en quartz qui lui donne 4 centimètres de longueur dans l'ultra-violet; on l'observe soit par la méthode des spectres croisés, soit avec une loupe très claire.

b) *Effet de la température sur cette distribution*, étudié en chauffant la préparation pendant qu'elle subit l'action du spectre;

c) *Excitation par l'étincelle ou les rayons cathodiques ;*

d) *Relations entre l'intensité de la lumière excitatrice et l'intensité de l'émission phosphorescente.*

Les résultats, exposés avec beaucoup de détail, sont résumés dans des graphiques complétant les précédents (*fig.* 2).

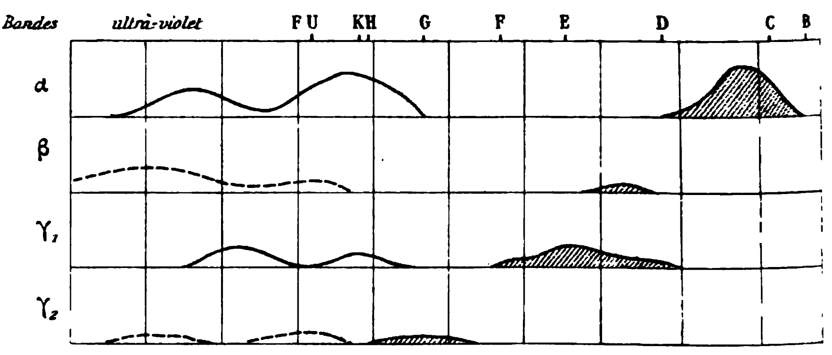


Fig. 2. — $CaNiCaF^2$: Les parties hachées représentent les bandes d'émission; les courbes, les régions excitatrices correspondantes.

E. Analogies des différentes bandes. — Comparaison des caractères des bandes d'un même métal dans les trois sulfures et des bandes des divers métaux dans les trois sulfures.

F. Méthodes de préparation et de purification. — Phosphorescence des préparations dépourvues de métal actif ou de fondant. — Analyse chimique par l'observation de la phosphorescence. — Il s'agit uniquement ici de reconnaître dans des minéraux des traces de métaux trop faibles pour que l'analyse ordinaire ou l'analyse chimique puissent les révéler. La phosphorescence se produit en effet avec des masses de métal de l'ordre du cent-millième de la masse de l'échantillon examiné ; la transformation en sulfure, l'addition de fondants variés et l'observation de la phosphorescence permettent, grâce aux tableaux donnés dans le mémoire, de reconnaître l'existence de la nature du métal (1).

G. Conclusions. — a) *Propriétés générales des bandes.* — L'émission phosphorescente se compose de bandes ayant une position fixe dans le spectre pour chaque phosphore. Leur nombre et leur position caractérisent un métal donné dans un sulfure donné. Chacune d'elles est produite par des radiations excitatrices de longueur d'onde déterminée et plus courte, conformément à la loi de Stokes ; son intensité et sa durée peuvent être augmentées, d'une manière tout à fait indépendante, par des fondants déterminés ; elles peuvent présenter trois états dont chacun est lié à un intervalle de température d'amplitude et de position bien définies :

1° État momentané inférieur, ou *état froid.* — Pendant l'illumination il se produit simultanément deux phénomènes affectant la bande : une évocation et un amortissement très rapides de la lueur, et un emmagasinement d'énergie croissant asymptotiquement avec l'intensité et la durée de l'illumination. L'énergie ainsi accumulée peut se conserver très longtemps sans produire de lueur. Les deux effets sont déterminés par les mêmes radiations excitatrices, mais d'une manière tout à fait indépendante ; l'un d'eux peut s'atténuer jusqu'à disparaître. Si c'est le premier, la bande, dans cet état froid, reste complètement invisible ; seule une élévation de température, en l'amenant au deuxième état, manifestera l'existence de la réserve d'énergie, qui se dépensera alors sous forme lumineuse. Si c'est le second, la bande brillera, mais il n'y aura pas d'accumulation.

(1) Les expériences ont montré que le cuivre est extrêmement répandu dans le règne minéral, comme l'analyse spectrale a montré l'extrême diffusion du sodium à la surface de la terre ; le manganèse et le plomb sont un peu moins répandus que le cuivre ; on n'y rencontre qu'exceptionnellement le bismuth en proportion supérieure à 2×10^{-5} ; en revanche, on le rencontre fréquemment dans les coquillages.

2° *État durable.* — Il y a simultanément accumulation d'énergie, et dissipation sous forme lumineuse. L'accumulation est moins parfaite que dans le premier état; elle est irrémédiablement détruite, au moins en partie, par la dissipation indiquée, qui commence dès le début de l'excitation. L'accumulation croît encore asymptotiquement avec la durée et l'intensité de l'illumination. On voit alors augmenter graduellement l'éclat de la bande, l'accroissement asymptotique de l'accumulation ayant pour conséquence une dépense croissante; quand l'illumination a cessé, la bande s'affaiblit graduellement grâce à la dépense graduelle de l'énergie qui est restée accumulée.

3° État momentané supérieur, ou *état chaud.* — Il n'y a plus d'accumulation; l'illumination ne produit plus qu'une évocation et un amortissement très rapide de la lueur. La limite de cet état est la température à laquelle disparaît l'excitabilité par la lumière. Pour un grand nombre de bandes, cette température est voisine du rouge; pour beaucoup d'autres, fort au-dessous.

A chacun de ces états correspond un intervalle de température bien défini, caractéristique pour chaque bande; mais aux limites, et aussi dans l'intervalle, ils se fondent graduellement l'un dans l'autre.

Il est vraisemblable que l'effet instantané se produit également dans l'état durable, et qu'il devrait se manifester par une variation d'intensité particulièrement rapide au début de l'apparition et de l'affaiblissement de la lueur persistante, mais les expériences, qui n'étaient pas photométriques, n'ont rien indiqué de semblable, au moins avec l'excitation lumineuse. Cependant, avec des rayons cathodiques lents de faible intensité, on a vu des bandes durables augmenter et diminuer très rapidement d'éclat, ce qui montre que non seulement l'effet momentané se produit avec ce mode d'excitation, mais encore que le phénomène principal n'est pas produit d'une manière appréciable. On peut encore déduire de là que la production de ce phénomène principal de l'état durable, accumulation et dépense simultanées, nécessiterait dans le cas des rayons cathodiques, comme dans le cas de la lumière, des rayons particulièrement intenses.

Les différentes bandes d'un même phosphore pur sont entièrement indépendantes au point de vue de leur intervalle propre de température, des longueurs d'onde qui les excitent et de l'énergie accumulée; celle qui correspond à une bande ne peut pas être dépensée par une autre.

On a pu cependant observer une influence mutuelle de deux bandes

d'un même phosphore : 1° lorsqu'une élévation de température fait apparaître une nouvelle bande (1), et 2° lorsqu'il y a dans la même préparation deux métaux dont l'un est en proportion beaucoup plus forte que l'autre.

b) *Suggestions sur les centres d'émission des bandes.* — L'expérience a montré que les sulfures purs n'ont qu'une phosphorescence de très courte durée, très faible et sans couleur définissable; l'addition d'un fondant au sulfure pur exalte cette phosphorescence, et les sulfures additionnés de métaux et dépourvus de fondant montrent la phosphorescence faible des sulfures purs, qui d'après cela peut être attribuée à la présence accidentelle de traces de métaux et de fondants. Les fondants agiraient en permettant une union intime, dans une même molécule, du sulfure et des atomes métalliques. Le seul sulfure pur qui, dans un état moléculaire convenable, possède une phosphorescence propre, est le sulfure de zinc. On peut l'assimiler à un sulfure alcalino-terreux où le zinc serait le métal actif, et qui n'a pas besoin de fondant, puisque les deux éléments essentiels sont unis dans sa molécule.

Un phosphore apparaît alors comme un mélange de centres d'émission de diverses sortes, chaque centre fonctionnant indépendamment des autres. Chacun d'eux doit posséder les périodes particulières des radiations excitatrices et de l'émission caractéristiques de chaque bande.

Les éléments essentiels de ces centres doivent être les atomes du métal actif, ceux du métal alcalino-terreux et ceux du soufre, qui déterminent la possibilité d'existence de ces périodes.

Les fondants, la température de calcination et les facteurs analogues, qui ne font que donner la prépondérance à certaines des périodes possibles, agiraient en modifiant le mode de groupement des éléments essentiels; la pression détruit les groupements capables d'agir comme centres.

Les bandes de phosphorescence et les séries spectrales d'un métal sont analogues au point de vue de l'invariabilité des durées d'oscillation et de leur attribution à l'atome métallique. Toutes deux

(1) Par exemple, à — 180°, CaNiCaF^2 ne donne qu'une bande jaune, durable, β (*fig.* 1); vers — 70°, la bande rouge α apparaît, et β commence à diminuer; la lueur persistante des deux bandes est alors très affaiblie, aussi longtemps qu'elles restent en présence. C'est seulement lorsque α est devenue la seule bande visible, vers 17°, qu'elle montre une bonne phosphorescence.

représentent des séries d'états vibratoires possibles, dont un seul peut exister dans un atome donné. (Chaque centre ne peut émettre qu'une bande.) Celui de ces états qui se produit paraît déterminé par des influences d'ordre chimique, comme celle des autres atomes du centre d'émission dans le cas du phosphore, et celle de la nature chimique du milieu ambiant dans le cas de l'arc et des flammes [1]. L'extension du spectre quand la température s'élève est commun aux deux ordres de phénomènes, comme la diminution d'intensité causée par la présence simultanée de deux métaux.

Il semble que les centres ne contiennent qu'un petit nombre d'atomes du métal actif, et pas beaucoup plus de métal alcalino-terreux ou de soufre, car on peut remplacer une bonne partie de sulfure alcalin par une substance inactive sans amoindrir l'aptitude à la phosphorescence.

On a reconnu que l'éclat de la phosphorescence est maximum pour une proportion de métal actif comprise entre des limites plus ou moins voisines, mais toujours très faible. L'effet d'une substance inactive semble donc avoir pour seul effet d'empêcher la formation de groupements trop riches en métal, et par conséquent inactifs.

Quant à l'action de la lumière excitatrice sur les centres, il n'est pas actuellement possible de l'envisager autrement que comme une action photo-électrique ; cette dernière détermine, comme on sait, une émission de charges négatives par l'atome, de sorte que l'énergie mise en jeu tirerait son origine non de la lumière, mais de l'atome lui-même. Il faut encore remarquer que les sulfures des seuls métaux reconnus comme actifs, les blendes et les galènes, sont éminemment capables de subir cette action, ainsi que les phosphores et les autres substances capables de devenir phosphorescentes. L'action photo-électrique est entièrement analogue au rayonnement secondaire provoqué dans les corps solides par les rayons cathodiques. On comprend dès lors pourquoi l'action de ces rayons ne diffère en rien d'essentiel de celle de la lumière.

Si l'excitation consiste dans l'arrachement aux atomes de charges négatives, la dépense d'énergie consécutive peut être le retour de ces charges qui regagneraient en oscillant leurs trajectoires originelles. La possibilité de cette dépense d'énergie serait donc liée à

---

(1) LENARD, *Ann. d. Phys.*, t. XI, p. 636 ; 1903 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 823 ; 1903.

la possibilité du développement de courants électriques dans l'espace englobé par le centre. Or, en fait, la conductibilité électrique des substances ayant la composition chimique des phosphores est liée à la température, comme lui sont liées les propriétés des trois états des bandes.

P. Lugol.

PFAUNDLER. — Ueber die dunkeln Streifen, welche sich auf den nach Lippmanns Verfahren hergestellten Photographien sich überdeckender Spektren zeigen (Zenkersche Streifen) [Sur les franges sombres qui se montrent sur les photographies de spectres superposés obtenues par le procédé Lippmann (franges de Zenker)]. — P. 371-384.

Les photographies en question, préparées par Neuhauss, présentent : l'une, deux spectres parallèles, d'égale longueur, disposés d'une manière inverse et se recouvrant sur la moitié de leur surface ; l'autre, deux spectres croisés ayant une partie commune. Ces photographies, exposées à la lumière blanche *du côté verre* (la face gélatine est noircie) et observées normalement par réflexion, montrent des franges noires, que l'auteur appelle franges de Zenker (Zenker a indiqué que leur distance devait dépendre de l'épaisseur de la plaque, ce qui est exact). Sur la première épreuve, on voit au milieu une raie bleu indigo très vive (c'est dans le bleu indigo que se trouve la radiation qui occupe la même place dans les deux spectres) encadrée par deux lignes noires ; puis, symétriquement, des bandes sombres de plus en plus larges et diffuses : les derniers tiers de la plaque ne montrent pas de franges.

Dans la seconde, les franges ont la direction générale de la diagonale perpendiculaire à celle qui passerait par le sommet correspondant aux radiations les plus réfrangibles dans la partie commune aux spectres croisés ; elles sont un peu convexes vers le centre de la plaque, et, pour une raison qu'on n'a pu découvrir, manquent dans une des moitiés.

En faisant un dessin schématique de la stratification déterminée dans l'épaisseur de la couche de gélatine par le mouvement stationnaire des ondes lumineuses dans le cas simple où les deux spectres inverses seraient des spectres normaux, l'auteur reconnaît que l'interférence des deux systèmes d'ondes détermine des ventres et des nœuds secondaires qui, dans une section perpendiculaire à la lame et parallèle à la longueur des spectres, sont répartis sur des branches

d'hyperboles asymptotes à la ligne médiane, ligne de symétrie puisque, à la place qu'elle occupe, se projette, pour les deux spectres, la même radiation; une section parallèle à la plaque rencontre ces hyperboles en des points à peu près équidistants. Quand la plaque est développée, la présence des miroirs élémentaires de Wiener (argent réduit) aux ventres précédents et leur absence aux nœuds rend compte des apparences présentées par la photographie; l'élargissement et l'atténuation des franges noires quand on s'éloigne du milieu est dû à l'élargissement de la projection des branches d'hyperbole nodales, élargissement qui finit par ne plus produire qu'une sorte de faible voile général. Cette explication permet également de rendre compte des franges des spectres croisés. Un calcul approximatif simple a donné comme distance des franges, dans un cas aussi analogue que possible à celui que réalisait la photographie, $2^{mm},16$: la mesure directe a donné 2,0.

L'auteur voit dans la production de ces franges une cause profonde des insuccès si souvent constatés dans les essais de photographie des couleurs par la méthode interférentielle. Elles prouveraient qu'il y a toute une série de mélanges de couleurs qui, au lieu de donner dans la photographie un mélange correct, se neutralisent. Les succès obtenus avec des sujets à couleurs vives seraient dus, soit à une homogénéité approchée des diverses couleurs, soit à une telle diversité des couleurs de mélange qu'il n'y aurait nulle part une forte extinction, mais une sorte de voile général; ce serait en particulier la cause de l'aspect terne des photographies de paysages.

P. Lugol.

N° 14; 1904.

H. SIEVEKING et A. BEHM. — Akustische Untersuchungen (Recherches acoustiques). — P. 793-814.

Les auteurs se sont proposé de déterminer la distribution de l'intensité sonore dans un endroit clos, la variation d'intensité vibratoire avec la distance dans l'air libre, la transparence acoustique de certaines substances, enfin la loi de diminution de l'intensité sonore correspondant à une diminution de pression du milieu entourant à la fois la source et le récepteur. Ils ont pris comme source un diapason à excitation magnétique ($ut_3 = 264$), muni d'une caisse de

résonance, et comme récepteur un diapason de même fréquence muni également d'une caisse de résonance ; ils mesuraient au microscope, ou photographiaient, l'amplitude des vibrations du récepteur.

Pour faire facilement les mesures, ils fixaient à l'une des branches une très petite sphère de verre, donnant une image très petite et très brillante d'une petite lampe à incandescence ; pour les vibrations d'amplitude trop faible, la sphère était portée par un fil de verre excessivement fin, dont on réglait la longueur de manière à lui donner exactement la même période vibratoire qu'au diapason ; on s'est assuré que le rapport des amplitudes vibratoires du fil et du diapason restait pratiquement constant dans de larges limites, et l'on a admis que l'intensité vibratoire du bois de la caisse et de l'air était également proportionnelle à celle du diapason, ce qui paraît assez naturel. On pouvait considérer le carré de l'amplitude du fil comme donnant une mesure *relative* de l'énergie reçue par l'air de la caisse.

L'excitation magnétique ne doit pas être continue, sous peine d'abaisser la fréquence, à cause de la différence de phase légèrement variable qui s'établit entre les branches du diapason et le ressort portant le contact de platine. Un interrupteur séparé du diapason permettait d'actionner celui-ci pendant un peu plus d'une demi-seconde seulement ; il vibrait ensuite librement et avec une intensité initiale toujours la même, de sorte que l'amortissement, bien qu'assez rapide, ne gênait pas ; de plus, grâce à la faible durée de l'excitation, on pouvait utiliser des courants de 10-20 ampères sans crainte de trop chauffer la bobine, ce qui donnait des vibrations d'une énergie considérable.

Résultats. — 1. Dans un espace clos, on trouve, en déplaçant le récepteur perpendiculairement à une paroi quelconque, des maximums et des minimums très nets ; mais leurs distances sont altérées par les réflexions parasites sur les autres parois. On peut ainsi étudier commodément l'acoustique d'une grande salle.

2. Une place de 10 000 mètres carrés n'est pas assez vaste pour éliminer l'influence des réflexions ; on a toujours trouvé des maximums et des minimums, disposés, il est vrai, plus régulièrement que dans une salle ; on n'a pu vérifier la loi $Ir^2 = C^{te}$.

3. Les isolateurs sonores les plus employés, et en particulier le feutre, transmettent le son dans des proportions très grandes, à moins qu'ils ne soient fortement comprimés ou mouillés ; c'est l'air contenu

dans les pores qui les rend ainsi transparents; la transparence sonore varie en général en raison inverse de l'épaisseur. La mise en vibration des corps solides, la transmission par chocs, mouvements... s'ajoutant à la transmission par passage des ondes directes, vient compliquer le problème de l'isolement sonore. Aussi la pierre de liège (poudre grossière de liège agglomérée par un agglutinant), bien qu'assez transparente, est-elle un bon isolant, grâce à sa propriété d'absorber les chocs.

4. Aucune loi n'a pu être déduite des mesures faites à différentes pressions dans un récipient de 60 litres; seule la diminution d'intensité avec la pression a pu être constatée.

Les auteurs signalent, en passant, qu'on améliore beaucoup la résonance d'une caisse en pratiquant au centre de la paroi de fond une ouverture de dimensions convenables. Il s'échappe par cette ouverture un vent assez fort pour éteindre une bougie.

P. Lugol.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. V.

A. SCHWEITZER. — Ueber die experimentelle Entscheidung der Frage, ob sich der Lichtäther mit der Erde bewegt oder nicht (Sur le moyen de décider expérimentalement si l'éther lumineux se meut ou non avec la Terre). — P. 809-811.

Description d'un projet d'expérience dressé par l'auteur, il y a quatre ans, reposant sur le principe indiqué récemment par E.-W. Wien [1] et utilisant la méthode de Fizeau. L'expérience n'a pu être exécutée, faute de ressources financières suffisantes.

P. Lugol.

Hans LEHMANN. — Beiträge zur Kenntniss der ultraroten Emissionsspektra der Elemente (Contributions à la connaissance des spectres d'émission des éléments dans l'infra-rouge). — P. 823.

L'auteur a pu, au moyen de la phosphorophotographie, obtenir des spectres de raies allant jusqu'à 1 700 $\mu\mu$. Dans cette région, Rb pré-

(1) Ce vol., p. 123.

sente un doublet qui appartient à la première série secondaire de Kayser et Runge, et porte le numéro d'ordre 3; c'est donc la raie fondamentale de cette série. Dans la région de 1 400 $\mu\mu$ se trouve une autre raie double extrêmement forte, qui est la raie fondamentale de la deuxième série secondaire déjà reconnue par l'auteur, et porte le numéro d'ordre 3.

Enfin, on trouve vers 1 250 $\mu\mu$ pour K et vers 1 150 $\mu\mu$ pour Na des raies très fortes, qui appartiennent toutes deux à la deuxième série secondaire.

P. Lugol.

J.-J. TAUDIN-CHABOT. — **Reflexion und Refraktion mittels einer natürlich gekrümmten Fläche zwecks Demonstration geometrisch-optischer Grunderscheinungen (Réflexion et réfraction sur une surface courbe naturelle, en vue de la démonstration des phénomènes fondamentaux de l'optique géométrique).** — P. 823-825 (1).

On place dans un vase cylindrique deux liquides non miscibles, eau et huile, ou huile et alcool ; on fait tourner le vase autour de son axe, puis, lorsque le mouvement est régulier, on le ralentit ou on l'accélère ; à cause de sa viscosité, l'huile suit le mouvement du vase plus vite que l'autre liquide. Si l'huile est en bas, une accélération du mouvement creuse la surface de séparation ; un ralentissement rend cette surface convexe vers le haut ; si l'huile est en haut, c'est l'inverse qui a lieu ; l'égalisation des vitesses est assez lente pour que le phénomène soit facilement observable ; entre l'eau et l'alcool, l'huile devient biconcave si l'on accélère, biconvexe si l'on ralentit ; il se produit là un phénomène comparable à la transformation en anneau de la goutte d'huile de l'expérience de Plateau.

La surface du paraboloïde étant la surface médiane du cylindre, on peut, en remplissant complètement le vase et le couvrant d'une plaque de verre (chacun des liquides occupe la moitié du volume), conserver plane la surface supérieure ; une lampe placée convenablement sur le prolongement de l'axe permettra de faire les expériences d'optique. On pourra opérer très simplement au moyen d'une conserve en verre munie d'un couvercle vissé, que l'on suspendra à un cordon ; il suffira de tordre celui-ci et de le laisser se détordre.

P. Lugol.

(1) Voir *Phys. Zeitschr.*, t. III, p. 331 ; 1901-1902.

EMIL BOSE. — Anwendung des Radiums zur Prüfung des Strahlungsgesetzes für niedrige Temperaturen (Emploi du radium pour la vérification de la loi du rayonnement aux basses températures). — P. 5-6.

Le sel de radium serait placé au centre d'une sphère de platine de petite dimension (9 millimètres environ de diamètre) et à parois épaisses, dont un couple thermoélectrique ferait connaître la température. La sphère serait suspendue au centre d'une autre sphère de verre reliée à une trompe, et entourée d'un bain à température constante. Le dégagement de chaleur connu du radium établirait entre la sphère de platine et le bain une différence de température que l'on pourrait mesurer et comparer avec celle que donnerait la théorie de Stefan. L'auteur a calculé qu'il suffirait de $0^{gr},00322$, $0^{gr},0323$ et $0^{gr},233$ de bromure de radium pour maintenir des différences de température de $0°,1$, $1°$ et $7°$ entre la sphère de platine et le bain. L'expérience serait donc parfaitement réalisable.

P. LUGOL.

HANS LEHMANN. — Lippmannsche Spektra zweiter und dritter Ordnung in natürlichen Farben (Spectres de Lippmann du deuxième et du troisième ordre en couleurs naturelles). — P. 17-18.

Il s'agit des couleurs que l'on observe lorsque la distance des lames d'argent dans la couche de gélatine n'est plus égale à $\frac{\lambda}{2}$, mais à un de ses multiples. L'auteur a réussi à obtenir des couleurs du deuxième et même, sur deux photographies, des couleurs du troisième ordre, simplement en soufflant avec la bouche sur la photographie ; le gonflement de la gélatine augmente la distance des lamelles d'argent. Les photographies utilisées représentaient le spectre complet de l'arc dans lequel on avait vaporisé différents éléments, dont les raies formaient des repères exacts ; on soufflait assez fort le long des raies, dans la région du rouge extrême ; on plongeait ensuite obliquement la préparation dans une cuvette remplie de benzine, ou on collait sur elle au baume un coin de verre, afin d'éliminer la lumière réfléchie par la première surface. L'auteur a pu projeter des spectres du deuxième ordre : les couleurs du troisième ordre sont trop peu intenses. La diffusion

de l'humidité dans la gélatine altère peu à peu la préparation, qui ne se conserve que quelques mois ; on peut en augmenter la durée en soufflant régulièrement sur tout le spectre. Les conditions favorables à l'apparition des couleurs du second ordre sont : une finesse particulière de grain de l'émulsion, un éclairement et un développement normaux, c'est-à-dire celles qui donnent aux images un éclat considérable.

P. Lugol.

Richard LUCAS. — Bemerkungen zu dem Gesetz der Helligkeitszunahme eines glühenden Körpers mit der Temperatur (Remarque sur la loi d'augmentation de l'intensité lumineuse d'un corps incandescent avec la température). — P. 19-20.

La formule donnée par Rasch pour l'intensité photométrique totale [1] :

$$\mathcal{L}\Phi = C - \frac{K}{T}.$$

est de la même forme que l'équation de Wien relative à une lumière monochromatique, qui peut s'écrire :

$$\mathcal{L}\mathfrak{I} = \mathcal{L}(c_1\lambda^{-5}) - \frac{c^2}{\lambda T}.$$

On calcule aisément, en utilisant les résultats numériques de Rasch, que la longueur d'onde *moyenne* pour laquelle les formules donneraient une même valeur pour $\mathfrak{I}$ et Φ est $\lambda = 0{,}542\ \mu\mu$, remarquablement voisine de $\lambda = 0{,}535\ \mu\mu$, qui correspond au maximum de sensibilité de la rétine.

P. Lugol.

K. SCHAUM. — Ueber die photographische Wirksamkeit des Ozons (Sur l'activité photographique de l'ozone). — P. 73-74.

Les physiciens ne sont pas d'accord sur l'action photographique *directe* de l'ozone, affirmée par les uns, niée par les autres. L'auteur, qui a montré ailleurs [2] que l'ozone agit sur le bromure d'argent pur, a réussi à obtenir une image très intense après deux mi-

(1) *Ann. d. Phys.*, t. VI, p. 193-203 ; 1904 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 867.
(2) Braun et Schaum, *Zeitschr. für wissenschaftl. Photogr.*, t. II, p. 285 ; 1904.

nutes d'action d'un courant d'oxygène ozonisé, et l'inversion après huit minutes. Il explique les résultats contradictoires obtenus jusqu'ici par la très grande différence de sensibilité à l'ozone des plaques du commerce, différence qui lui paraît surtout dépendre des propriétés de la gélatine, soit de sa transparence pour l'ozone, soit de son oxydabilité plus ou moins grande. Les plaques qui lui ont fourni les résultats signalés sont des plaques Agfa et Perutz non orthochromatiques.

P. Lugol.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

Vol. XX (*suite*) ; septembre, octobre, novembre et décembre 1904.

O.-C. LESTER. — On the oxygen absorption bands of the solar spectrum (Sur les bandes d'absorption de l'oxygène dans le spectre solaire). — P. 81-105.

L'auteur a recherché dans ce travail si les lois de Deslandres sur les spectres de bandes pouvaient s'appliquer aux bandes d'absorption de l'oxygène dans le spectre solaire. Il a étudié à ce point de vue les bandes A (tête à λ 7594), B (λ 6867), α (λ 6277), α' (λ 5788), α'' (λ 5377), et, comme il ne jugeait pas suffisantes ou assez étendues les mesures de longueurs d'onde de Cornu, Rowland et Higgs, il les a reprises et complétées.

Chacun des groupes A, B, α, ..., se compose de deux parties qu'on a qualifiées à tort de tête et de queue. L'auteur montre qu'en réalité on n'a pas affaire à la tête et à la queue d'une même bande, mais à deux bandes tout à fait distinctes, en sorte que le spectre est formé de deux séries de bandes, celle des bandes têtes et celle des bandes queues. D'une façon générale, les relations existant entre les raies et les bandes de la première série (têtes), analogues à celles qui existent entre les raies et les bandes de la seconde série (queues), sont toujours d'un ordre de grandeur différent, et souvent de sens différents.

La première loi de Deslandres sur le spectre de bande n'est que grossièrement approchée : au lieu de la forme $N = a + bn^2$, on est conduit à adopter $N = a + kn + cn^2$. Contrairement aux formules

de Balmer, Rydberg, Kayser et Runge, on aurait un terme du premier degré en *n*.

Les autres lois de Deslandres (similitude des séries de raies commençant à la tête d'une bande, — série semblable à celle des raies d'une même bande formée par les têtes d'une série de bandes) ne paraissent aussi à l'auteur que de simples approximations; cependant il ne peut pas proposer d'autres lois pour les remplacer.

Robert-J. WALLACE. — The silver grain in photography (Le grain d'argent en photographie). — P. 113-123.

Étude de l'influence du développateur sur la grosseur du grain d'argent de la couche développée à l'aide de photomicrographies de cette couche faites à une échelle suffisante. De toutes les plaques employées de marque américaine, ce sont les plaques Seed 27 qui sont les plus régulières.

Par les développements prolongés, il se forme des agrégats de particules de bromure d'argent, ce qui donne un grain considérablement plus gros que les particules originales. Un développement rapide ne donnant pas trop de contraste est le moyen d'obtenir le dépôt le plus uniforme de grains approchant en grosseur de ces particules. Le renforcement au bichlorure fait plus que doubler leurs dimensions.

MM. Lumière et Seyewetz avaient conclu de leurs études que la température, la concentration et la durée du développement n'avaient pas d'influences apparentes. Cette contradiction avec les résultats précédents doit provenir de ce qu'ils observaient le grain d'argent après avoir fait dissoudre la gélatine, ce qui devait détruire les groupes de particules que M. R. Wallace a observés.

P.-C. NUTTING. — On the transition from primary to secondary spectra (Sur la transition du spectre primaire au spectre secondaire). — P. 131-135.

Ce mémoire contient la suite des importantes recherches de M. Nutting sur les spectres de gaz. Il y détermine quelle est la capacité exactement nécessaire pour produire les spectres secondaires, et comment cette capacité critique varie avec la longueur d'onde, la densité du gaz, l'inductance et la résistance du circuit, la distance des électrodes et la section de la décharge.

Il trouve que la capacité critique est une fonction exponentielle de la longueur d'onde.

Elle s'accroît légèrement quand la pression décroît jusqu'à environ 1 millimètre, où elle devient tout à coup infinie, c'est-à-dire qu'aucune capacité ne peut faire apparaître alors le spectre secondaire sans la présence d'une étincelle extérieure. Elle est grossièrement proportionnelle à la racine cubique de la pression, ou inversement proportionnelle à la distance moyenne des molécules.

Les gaz étudiés, hydrogène, soufre, azote, oxygène, brome et iode, ont la même capacité critique pour les mêmes pressions et les mêmes longueurs d'onde.

L'introduction d'une inductance affaiblit les raies du spectre secondaire, et renforce celles du spectre primaire; mais, quelle que soit l'inductance employée, elle ne peut annuler l'effet d'une capacité. Une résistance agit comme une inductance.

En résumé, pour obtenir un spectre primaire pur, il est nécessaire d'éviter l'introduction de capacité d'aucune espèce, en particulier les longs fils conducteurs. Pour obtenir un spectre secondaire pur, il faut éviter les inductances et les résistances et ajouter une capacité d'au moins 0,05 microfarad. Avec plus de 10 ohms de résistance et plus de 0,01 millihenry d'inductance dans le circuit du tube, il est inutile de chercher à obtenir un spectre secondaire pur simplement en ajoutant un excès de capacité.

Ralph-H. CURTISS. — A method of measurement and reduction of spectrograms for the determination of radial velocities. Application to a study of the variable star W Sagittarii (Méthode de mesure et de réduction des spectrogrammes pour la détermination des vitesses radiales. Application à une étude de l'étoile variable W du Sagittaire). — P. 149-188.

La méthode proposée ferait disparaître en grande partie des erreurs systématiques que l'on commet dans l'étude des vitesses radiales.

F.-A. SAUNDERS. — Some additions to the arc spectra of alkali metals (Quelques additions aux spectres d'arcs des métaux alcalins). — P. 188-201.

Lenard [1] avait découvert une nouvelle série et plusieurs autres raies dans le spectre d'arc du sodium en enlevant la fente d'un spec-

[1] *Annalen der Physik*, XI, p. 636; 1903.

troscope et en projetant à sa place l'image réelle d'un arc. L'auteur a réussi à photographier ces raies en employant la fente habituelle, mais avec un spectrographe donnant des spectres très brillants sans astigmatisme. La source de lumière était un arc entre des pôles de graphite saturés d'une dissolution du sel étudié. Des tableaux donnent les listes complètes des raies des spectres d'arc du lithium, du sodium, du potassium, du rubidium et du cœsium.

A. NIPPOLDT. — On the investigation of simultaneous occurences in the solar activity and terrestrial magnetisme (Sur la recherche des phénomènes simultanés dans l'activité solaire et le magnétisme terrestre). — P. 202-206.

Après avoir cherché à mettre en évidence par des calculs de moyennes les relations entre l'activité solaire et le magnétisme terrestre, on cherche maintenant à le faire en comparant toutes les manifestations individuelles de ces phénomènes. Mais une mauvaise définition de la perturbation magnétique pouvait conduire à des conclusions fausses. A la suite de Ellis, on les classe d'ordinaire d'après l'amplitude maxima des oscillations. Eschenhagen et M. Nippoldt après lui pensent qu'une perturbation se produit quand l'allure de la courbe magnétique change complètement, quelle que soit l'amplitude de ses oscillations. Cette nouvelle définition permet de faire correspondre une perturbation à une tache, certains jours où l'autre classification n'indiquait aucune relation.

WILLIAM-W. COBLENTZ. — Preliminary communication on the infra red absorption spectra of organic compounds (Communication préliminaire sur le spectre d'absorption infra-rouge des composés organiques). — P. 207-223.

Premiers résultats d'une étude des spectres d'absorption de 120 composés organiques entreprise en vue de déterminer l'effet sur l'absorption du poids moléculaire ou de la structure chimique ou de la substitution entre eux de groupes d'atomes CH^3 et OH.

L'étude des composés isomériques met en évidence l'influence de la structure interne de la molécule. Au contraire, le poids moléculaire n'aurait point d'action, et l'auteur n'ose conclure si les ions CH^3 et OH en ont une.

SWANTE ARRHENIUS. — On the physical nature of the solar corona (Sur la nature physique de la couronne solaire). — P. 224-231.

Pendant l'éclipse solaire de 1900, le rayonnement calorifique de la couronne se montra beaucoup plus faible qu'on ne s'y attendait. Aussi Langley et Abbot, qui l'avaient mesuré, combattirent-ils l'opinion courante que la lumière de la couronne provient de l'incandescence de ses particules produite par le voisinage de la photosphère. Ils supposèrent alors que la source principale de ses radiations est de la nature d'une décharge électrique, comme le serait la lumière des aurores boréales. Contre cet exemple, M. Swante Arrhenius oppose que l'aurore boréale a un spectre de raies brillantes, tandis que la couronne a surtout un spectre continu, et, reprenant la question d'après les observations mêmes de Langley et d'Abbot, il trouve que les effets calorifiques et lumineux de la couronne s'accordent très bien avec l'hypothèse que sa radiation est due à l'incandescence de ses particules. Seulement la densité de la matière dans la couronne serait assez faible. Ses particules ne rempliraient guère que $\frac{1}{173000}$ du champ de visée ou $\frac{1}{202000}$, suivant qu'on base le calcul sur la mesure de l'intensité lumineuse ou sur celle de l'intensité calorifique. M. Swante Arrhenius pense que ces particules seraient des gouttelettes de métal en fusion maintenues en équilibre sous l'influence de la force attractive de la masse du Soleil et de la force répulsive de son rayonnement lumineux. Leur dimension serait alors environ 350 $\mu\mu$. Comme l'éclat de la couronne décroît en raison inverse de la 6e puissance de sa distance au centre du Soleil, on peut supposer qu'il en est de même du nombre des particules coronales. Si elles sont, par exemple, en fer, leur masse totale serait d'environ $14,7 . 10^{12}$ grammes.

FRANZ JUNGBLUTH. — Regularities in the structure of the third cyanogen band (Régularité dans la structure de la troisième bande du cyanogène) (1). — P. 237-253.

Dans ses premiers travaux sur les spectres de bandes (2), M. Des-

(1) Traduit de la thèse inaugurale de l'auteur à l'Université de Bonn.
(2) *C. R.*, 1886-1887.

landres avait établi que les nombres d'ondes de raies successives d'une série forment une progression arithmétique: Après des mesures de Kayser et Runge [1] et l'examen de nombreux spectres de bandes, Thiele [2] est arrivé à une conception différente de leur structure. Chaque bande aurait non seulement un commencement, une tête qui se résoudrait en un nombre fini de raies et à partir de laquelle la série procéderait avec des intervalles d'abord croissants entre chaque raie, mais elle aurait aussi une fin bien définie, une queue en approchant de laquelle les intervalles décroîtraient régulièrement et où seraient rassemblées un nombre infini de raies. Dans les spectres comme celui du carbone, où l'on a découvert des cannelures ombrées du côté rouge en sens inverse des cannelures les plus visibles ombrées vers le violet, on a pu [3] penser que les premières étaient de vraies queues de bandes dont les secondes étaient les têtes.

M. Fr. Jungbluth, pour vérifier l'hypothèse de Thiele, a essayé d'obtenir des séries entières de leurs têtes à leurs queues. Il a refait pour cela des mesures très complètes des raies de la troisième bande du cyanogène (λ 3884 à λ 3579), dans le spectre du troisième ordre d'un réseau concave de $6^m,6$. Voici ses principales remarques :

La bande comprend quatre séries de doublets dont les composantes sont parfois séparées et parfois superposées. Ces séries ont été suivies assez loin pour que l'on puisse s'apercevoir que les distances entre les couples successifs, qui s'étaient d'abord accrues, demeuraient quelque temps constantes, puis décroissaient. C'est la confirmation de l'hypothèse de Thiele.

Les distances maxima des doublets pour les différentes séries forment une progression arithmétique.

La série la plus forte, celle qui part de la première tête, possède l'intervalle maximum le plus grand, et c'est la dernière pour laquelle cet intervalle commence à décroître, tandis que la série la plus faible commençant à la quatrième tête a le plus petit intervalle maximum et présente la première des intervalles décroissants. D'autre part, dans le groupe des trois queues à λλ 3658, 3629, 3603, la première est la plus faible, la dernière la plus forte. Il y a donc une forte présomption pour que la première tête et la dernière queue appartiennent à une même série, ainsi que la dernière tête et l'avant-dernière queue, etc. L'auteur

(1) *Abhandlungen der Akad. d. Wissenschaften zur Berlin*; 1889.
(2) *Astroph. Journ.*, VI, p. 65; VIII, p. 1.
(3) A. King, *Astroph. Journ.*, XIV, p. 323.

pense que la queue de la première série aurait une longueur d'onde d'environ λ 3579 et serait à peu près inobservable, se trouvant sous la première tête de la forte bande λ 3590. Les longueurs des 4 séries successives : 3884-3579, 3872-3604, 3862-3629, 3855-3658, formeraient alors une progression arithmétique. Il en serait de même des rapports $\frac{3884}{3579}, \frac{3872}{3604}, \frac{3862}{3629}, \frac{3855}{3658}$.

A.-L. CORTIE. — The spectra of sunspots in the red and yellow regions of the spectrum (Spectres des taches du Soleil dans les régions rouges et jaunes du spectre). — P. 253-265.

Cette note contient la réduction de toutes les observations des spectres des taches faites à Stonghurst, de 1883 à 1901, avec un spectroscope à 12 prismes. Ce sont les raies faibles du vanadium et du titane, tout particulièrement la raie λ 6242,06 du vanadium, qui sont les plus élargies sur les taches, à tous les moments de la période d'activité solaire. Les raies du fer sont plus affectées au moment du minimum qu'à celui du maximum. Celles qui sont brillantes dans cette région du spectre de la chromosphère ne sont pas modifiées différemment dans les taches que celles qui ne se trouvent pas dans la chromosphère. L'élargissement de quelques raies de l'oxygène, particulièrement dans la bande α, paraît bien réel ; la seule raie de l'hydrogène, la raie C, est généralement amincie et toujours renversée sur les taches, très souvent renversées et distordues dans leur voisinage immédiat.

W.-J. HUMPHREYS. — On the presence of yttrium and ytterbium in fluor-spar (Sur la présence de l'yttrium et de l'ytterbium dans le spath fluor). — P. 266.

L'auteur a trouvé des raies de l'yttrium et de l'ytterbium dans les spectres d'échantillons de spath fluor provenant d'à peu près toutes les régions du globe, sans y trouver d'autres éléments rares, cérium, lanthane ou didyme. Cette grande diffusion de ces deux corps sur la Terre le pousse à croire qu'ils doivent être en grande quantité dans le Soleil, et il donne une liste d'une douzaine de raies des tables de Rowland qui devraient être attribuées à ces éléments, en plus de celles qui l'étaient déjà.

Les trois échantillons de spath fluor les plus riches en yttrium et

ytterbium sont extrêmement sensibles à l'influence de la température : gardés quelques instants dans les mains, ils deviennent distinctement lumineux.

Henry CREW. — On the conditions which govern the appearance of spark lines in arc spectra [1] (Sur les conditions qui gouvernent l'apparition des raies d'étincelle dans les spectres d'arc). — P. 274-284.

En examinant un arc de magnésium simultanément avec un réseau plan et avec un oscillographe de Duddell, l'auteur a cherché quelles conditions électriques y déterminent l'apparition de la raie d'étincelle λ 4481. Il modifiait l'arc en le soufflant, en changeant l'inductance du circuit, en employant diverses atmosphères. Ces changements étaient accompagnés de variations de la force électromotrice, et c'est chaque fois que se produisait un extra-courant notable qu'apparaissait la raie λ 4481. Aussi l'auteur conclut qu'une force électromotrice élevée et rapidement variable est probablement une condition *sine qua non* de l'apparition des raies d'étincelle dans le spectre d'arc, et que l'action d'atmosphères d'hydrogène ou d'autres gaz qui introduisent les raies de l'étincelle s'explique par ce fait que ces atmosphères produisent une rupture de l'arc plus rapide.

J.-H. MOORE. — The loss of light by diffraction at a narrow slit (Perte de lumière par diffraction à une fente étroite). — P. 285-292.

Abbott [2], dans ses recherches avec le bolomètre, avait trouvé que la perte de lumière due à la diffraction par la fente de son appareil et pour les longueurs d'onde voisines de 1,8 μ atteignait 50 0/0. L'auteur, avec le spectrographe de l'observatoire Lick (collimateur 722 millimètres, ouverture 38 millimètres), trouve que la perte augmente très rapidement quand on diminue la fente au-dessous de $0^{mm},025$ et atteint 40 0/0 pour une fente de $0^{mm},013$.

J.-H. MOORE. — Note on the loss of light in the 36 inch Lick objective (Note sur la perte de lumière dans l'objectif de 36 pouces dans l'observatoire Lick). — P. 292-293.

Cet objectif a 76 millimètres d'épaisseur totale. De plus, pour les

---

(1) Lu dans la séance de la Société américaine de Physique, le 16 septembre 1904.

(2) *Annals of the Astr. Observ. of the Smithsonian Inst.*, I, 1900.

travaux spectrographiques, on ajoute une lentille mince double concave à 1 mètre en avant du foyer visuel, pour éliminer l'aberration chromatique pour la région λ 4300-4600. La perte par absorption et réflexion dans le système optique ainsi composé est de 49 0/0 pour les rayons λ 4500.

International cooperation in solar research
(Coopération internationale dans les recherches solaires). — P. 301-306.

Compte rendu de la réunion des délégués à la Conférence sur les recherches solaires, tenue à Saint-Louis, le 23 septembre 1904.

George HALE. — Cooperation in solar research
(Coopération dans les recherches solaires). — P. 306-312.

Discours d'ouverture du président du Comité des recherches solaires à la National Academy of Sciences.

Henry CREW. — Remarks on standard wave-lenghts
(Remarques sur les longueurs d'onde étalons). — P. 313-317.

Exposé de l'état actuel de la question des étalons de longueurs d'onde devant la Conférence des recherches solaires à l'Exposition de Saint-Louis.

A. PÉROT et Ch. FABRY. — Rapport sur la nécessité d'établir un nouveau système de longueurs d'onde étalons ([1]).

H. KAYSER. — New standards of wave-length
(Nouveaux étalons de longueur d'onde). — P. 327-330.

L'auteur pense que le système de Rowland doit être complètement abandonné. Les travaux de spectroscopie ne nécessitant guère que des valeurs relatives correctes, le nouveau système pourrait être basé sur la valeur incorrecte de Rowland de la longueur de la raie D. Les nouveaux nombres coïncideraient alors avec les anciens, à quelques centièmes d'unité. Mais il serait bien plus logique de créer un système entièrement nouveau en prenant pour base les valeurs absolu-

([1]) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 842; 1904.

ment exactes des longueurs d'onde des raies du cadmium mesurées par Michelson.

C.-D. PERRINE. — Some total solar eclipse problems (Quelques problèmes d'éclipses totales). — P. 331-337.

Voici les problèmes les plus intéressants, d'après C.-D. Perrine :

Étude de la structure de la couronne avec des chambres photographiques à long foyer (50 ou 60 pieds) ;

Détermination des mouvements des particules coronales dans la ligne de visée par la spectroscopie avec les raies de Fraunhofer que l'on aperçoit jusqu'à 45′ du disque solaire, et perpendiculairement à la ligne de visée par des photographies prises en deux stations où la totalité se produit à des instants le plus éloignés possible ;

Observations bolométriques de la couronne ;

Détermination photométrique de son éclat en son entier et dans ses différentes régions ;

Détermination plus exacte des longueurs d'onde des raies des spectres de la chromosphère, de la couche renversante, de la couronne, pour leur identification avec les éléments terrestres ;

Photographie du spectre du bord du Soleil sur une plaque se mouvant perpendiculairement à sa direction. On aurait ainsi une connaissance de la hauteur qu'atteignent les différentes substances et des changements possibles dans les longueurs d'onde des raies de leur spectre, à mesure que les couches seraient couvertes ou découvertes par la Lune ;

Étude de la distribution des divers gaz constituant la couronne à travers un ou plusieurs cycles de taches solaires.

J. HARTMANN. — On a new method for the measurement of stellar spectra (Sur une nouvelle méthode de mesure des spectres stellaires). — P. 338-341.

Les méthodes généralement employées pour mesurer les vitesses radiales des étoiles, consistant à comparer une à une les raies du spectre de l'étoile à celles du spectre de comparaison, conduisent à des calculs très laborieux. Ils sont au contraire très simples dans cette nouvelle méthode, dans laquelle on fait se superposer à la fois un grand nombre de raies.

De part et d'autre du spectre stellaire on photographie un spectre

de comparaison. Avec le même spectrographe on photographie de la même façon le spectre solaire et le spectre de comparaison. Les deux plaques sont alors placées dans un micromètre spécial où l'on voit les spectres à côté l'un de l'autre. On fait alors coïncider les raies du spectre stellaire avec celles du spectre solaire, puis les raies des deux spectres de comparaison. On obtient ainsi directement le déplacement cherché.

La seule hypothèse nécessaire à la réduction, c'est que les raies ont la même longueur d'onde dans le spectre des étoiles et dans celui du Soleil. C'èst très admissible pour les étoiles du second type, et en tout cas beaucoup plus probable que l'identité des longueurs d'onde des raies des étoiles avec celles des raies des spectres obtenus dans le laboratoire.

Edwin-B. FROST. — A desideratum in spectrology
(Un desideratum en spectrologie). — P. 342-347.

L'auteur réclame une entente internationale pour l'adoption d'une classification unique du spectre des étoiles. Le spectre de certains astres, comme Procyon, est désigné actuellement sous neuf noms différents.

Horace DARWIN. — An electric thermostat
(Un thermostat électrique). — P. 347-351.

Ce thermostat a été construit pour l'observatoire du Cap de Bonne-Espérance pour maintenir les prismes du spectroscope à une température constante pendant une période très considérable. L'échauffement de l'enceinte est produit par le passage d'un courant dans des bobines, et le courant est réglé automatiquement par le galvanomètre d'un pont de Wheatstone dont les couples de résistance opposée sont en cuivre et en manganine. Le coefficient de température étant très différent pour la résistance de ces deux corps, la moindre variation calorifique réagit sur le galvanomètre.

Lord Berkeley est arrivé avec ce dispositif à maintenir un bain d'huile pendant une semaine à une température ne variant pas de 0°,01 C.

Jules Baillaud.

W. SCHMIDT. — Vorführung eines Apparates zur Demonstration stehender und interferierender Wellen (Présentation d'un appareil de démonstration des ondes stationnaires et interférentes). — *Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft*, VI, nos 15-19 ; 1904.

L'appareil a pour but de réaliser automatiquement l'addition ou la soustraction des actions de deux ondes parallèles. Il consiste en une série de ressorts spiraux en acier, égaux entre eux et portant en leurs milieux une boule. Si les extrémités de l'un de ces ressorts sont déplacées de quantités égales dans le même sens, la boule se déplace simplement de cette même quantité ; si les déplacements égaux ont lieu en sens inverse, la boule reste en place, et enfin, si l'une des extrémités seulement se déplace, la boule se déplace de moitié. La composition de deux déplacements donne donc lieu à un déplacement de la boule, qui est la moitié de celui qu'aurait subi véritablement une molécule vibrante soumise à deux forces qui produiraient ces mouvements. Vingt et une boules, ainsi fixées et guidées par des glissières, sont montées sur la partie fixe de l'appareil ; au-dessus et au-dessous se meuvent deux chariots qui portent des planchettes dont le contour a la forme des ondes à combiner ; quand l'un de ces calibres arrive vers les ressorts, il s'insinue sous leurs extrémités et les relève (ou les abaisse) de quantités variables ; la série des boules prend alors des positions qui représentent la forme du calibre, bien que les déplacements des boules ne soient que la moitié de ceux des extrémités.

La combinaison des deux ondes se fera en employant des calibres en haut et en bas et en donnant à ces parties mobiles, soit des mouvements en sens inverse (au moyen de crémaillères et d'une roue dentée), soit dans le même sens (en les rendant solidaires). Les décalages qu'on peut donner aux deux calibres permettent de réaliser la représentation d'un grand nombre de combinaisons.

C'est ainsi qu'on obtient facilement les images de la vibration d'une corde dont une extrémité est fixe, d'une corde pincée, des couches d'air dans les tuyaux ouverts et fermés, l'interférence de deux ondes se propageant dans la même direction avec différences de phase variables, l'onde résultant de la combinaison d'ondes harmoniques (théorème de Fourier), etc.

L. AMADUZZI. — Osservazioni su speciali scariche elettriche fornite da una machina Holtz (Observations sur des décharges électriques spéciales fournies par une machine de Holtz). — Communication au Congrès de Bologne, 1904.

Série d'observations faites sur la décharge d'une bonne machine de Holtz, mue par un moteur à eau et privée de ses condensateurs, entre les armatures d'un spintéromètre. Ces armatures peuvent être en métal ou en charbon; mais l'auteur a obtenu la régularité la plus satisfaisante avec une pointe de zinc et un disque de charbon.

Si on éloigne graduellement les électrodes, on a une succession de phénomènes qui, dans la majorité des cas, présente les aspects suivants : étincelles courtes et nombreuses, effluves plus lumineuses dans la région de l'axe, étincelles fines et ondoyantes, effluve violacée, de nouveau étincelles ondoyantes, et enfin houppe violacée à la pointe, avec un système de petites houppes à la périphérie du disque.

Le caractère particulier des phénomènes consiste dans cette double alternative d'étincelles ondoyantes; mais les conditions de production de ce phénomène sont assez difficiles à déterminer.

Des tentatives faites dans ce sens ont permis d'observer que, au moment de la première apparition des étincelles ondoyantes, la moindre modification de la capacité produit un son musical dont la hauteur dépend de cette capacité même. De plus, on passe facilement de la seconde apparition des étincelles ondoyantes aux houppes par un abaissement du potentiel obtenu en mettant le conducteur positif au sol par l'intermédiaire d'une bonne bouteille de Leyde. L'effet produit sur un tube à gaz raréfié par l'approche de la main est semblable à celui qui serait produit par une modification de la capacité.

G. Roy.

LES PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DE LA PYRRHOTINE ;

Par M. Pierre WEISS [1].

INTRODUCTION.

On ne rencontre guère, parmi les substances ferromagnétiques, elles-mêmes peu nombreuses, que deux corps bien cristallisés, la magnétite et la pyrrhotine. Une étude faite il y a quelques années [2] sur la magnétite m'a fait entrevoir toute la nouveauté des aperçus que l'on pouvait tirer de la considération simultanée des phénomènes magnétiques et de la structure cristalline. La plupart des recherches physiques sur les métaux magnétiques ont été faites, en effet, en ne considérant dans la matière qu'une seule direction privilégiée qui est, ou est censée être, à la fois celle de l'aimantation et celle du champ. Et les observations faites sous l'empire de cette conception linéaire du magnétisme ont été cataloguées dans un nombre considérable de courbes, auxquelles on ne rattache, en général, aucune tentative d'analyse des phénomènes.

Pour aborder le problème à trois dimensions qu'est réellement le magnétisme, il faut s'adresser non à des matières possédant la fausse isotropie des métaux usuels, à structure grenue, fibreuse ou lamellaire, formés le plus souvent de cristaux microscopiques enchevêtrés et ne pouvant donner que des moyennes indéchiffrables de phénomènes magnéto-cristallins, mais à des cristaux homogènes dans toute leur étendue, pour revenir, s'il est possible, des résultats plus simples qu'ils auront donnés aux propriétés des matières usuelles complexes.

A ce point de vue, l'étude de la pyrrhotine promettait, dès les premières expériences qui ont fait découvrir son plan magnétique, d'être particulièrement féconde. Le présent mémoire est consacré à l'exposé et la discussion de l'ensemble des résultats acquis sur cette substance.

---

[1] Conférence faite à la Société française de Physique, le 28 avril 1905.

[2] P. Weiss, *Ecl. électr.*, t. VII, p. 487 ; t. VIII, p. 56, 105 ; 1896 : — *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 435 ; 1896.

CHAPITRE I [1].

A. — *Description de la pyrrhotine.*

La pyrrhotine est un sulfure de fer de composition voisine de celle du protosulfure FeS, avec un excédent de soufre jusqu'à présent inexpliqué et qui n'est peut-être pas absolument constant. Citons deux analyses qui se rapportent à des substances de même origine que celles qui seront étudiées :

	Composition centésimale	
	S	Fe
Protosulfure FeS	36,39	63,61
Pyrrhotine de Bodenmais (Rammelsberg)..	38,83	61,17
Pyrrhotine du Brésil (Berthier)............	37,38	62,62

La pyrrhotine contient fréquemment un peu de nickel.

On a proposé les formules Fe^7S^8, Fe^8S^9, $Fe^{11}S^{12}$, qui toutes peuvent rentrer dans les types :

$$n\mathrm{FeS} + \mathrm{Fe^2S^3} \quad \text{ou} \quad n\mathrm{FeS} + \mathrm{FeS^2}.$$

La couleur varie du brun mat au bronze foncé.

La forme cristalline est considérée comme hexagonale par Romé de L'Isle et G. Rose. Ce dernier indique le rapport $a : e = 1,7402$. On rencontre fréquemment la base du prisme e (0001), ses faces latérales m (10$\bar{1}$0) et un certain nombre de pyramides.

La structure de la matière est souvent feuilletée suivant e, G. Rose [2] remarque que ce n'est pas un clivage proprement dit.

J'ai trouvé pour la densité des substances que j'ai étudiées :

Pyrrhotine de Morro Velho.	$d =$	4,52 ; 4,58 ; 4,60 ; 4,605.
— de Bodenmais..		4,41-4,43
— de New-Jersey..		4,56-4,59

Les deux dernières substances sont feuilletées ; on est donc exposé à trouver leur densité trop faible. La densité exacte, si tant est qu'elle est définie, doit être voisine de 4,60.

Streng [3], par comparaison avec la Sternbergite, émet l'hypothèse

---

[1] Une grande partie des renseignements de ce chapitre sont empruntés à HINTZE, *Handbuch der Mineralogie*, t. I, p. 627.

[2] *Pogg. Ann.*, 74, 296 ; 1849.

[3] *N. Jahrbuch für Mineral.*, p. 797 ; 1878.

que la pyrrhotine pourrait être orthorhombique et doive son aspect hexagonal à un groupement de trois cristaux. Urba (1) confirme cette hypothèse par des mesures d'angles sur un cristal du Brésil. En 1882, Streng (2) revient de son opinion en concluant que, si les mesures d'angles ne donnent pas d'indications certaines, le clivage, les figures de corrosion et la conductibilité thermique indiquent nettement la forme hexagonale, « à laquelle les propriétés magnétiques ne contredisent pas ».

On obtient par l'acide chlorhydrique chaud des figures de corrosion dont les contours, absolument hexagonaux, sont fournis par des faces de pyramides du premier ordre.

Fizeau a trouvé pour le coefficient de dilatation parallèle à l'axe $2,35 \times 10^{-6}$, et pour le coefficient de dilatation perpendiculaire à l'axe $31,20 \times 10^{-6}$.

Les meilleurs cristaux pour les études magnétiques proviennent de Morro Velho, au Brésil ; ils sont souvent d'apparence parfaitement homogène dans une étendue de plusieurs centimètres. Ils ne sont pas clivables ; leur cassure conchoïdale a l'aspect d'un beau bronze foncé.

Par rapport aux propriétés magnétiques, donées d'une grande régularité, de cette première substance, que j'appellerai normale, les masses feuilletées provenant de Morro Velho, de New-Jersey et de Bodenmais présentent de nombreuses anomalies qui ont été l'objet d'une étude spéciale.

Enfin j'ai eu à ma disposition de petits cristaux de Schneeberg, dans le Tyrol, et des masses schisteuses de Norvège sur lesquelles je n'ai fait que peu de mesures ; leur examen ne semblait pas devoir ajouter aux résultats donnés par les autres substances.

B. — *Expériences magnétiques antérieures.*

Les pyrrhotines de diverses provenances sont inégalement attirables à l'aimant, on en rencontre qui ne sont pas magnétiques du tout.

Elles sont rarement magnétipolaires ; cependant, sur un échan-

(1) *Groth's Ztschr.*, III, p. 190.
(2) *N. Jahrb. für Mineral.*, p. 183 ; 1882, 1.

tillon compact de Borév, Abt (1) a observé un champ coercitif voisin de 200 unités.

Streng (2) a fait sur la pyrrhotine des expériences magnétiques intéressantes qui contiennent en germe la découverte du plan magnétique, mais sont restées incomplètes parce qu'elles sont purement qualitatives et que le seul critérium de l'aimantation mis en œuvre est le magnétisme rémanent. Je résume brièvement ces expériences d'après Hintze (*loc. cit.*). Des tables parallèles à la base possédant primitivement des pôles faibles deviennent nettement magnétipolaires quand elles sont frottées avec un aimant et se comportent alors comme l'acier, en ce sens que le point où la touche commence prend un pôle de même nom, et celui où elle s'arrête un pôle de nom contraire à celui de l'aimant frottant. Par contre, une face taillée parallèlement à l'axe principal du cristal prend sur toute son étendue une polarité contraire à celle du pôle frottant la face opposée de la plaque, parallèle à la première, prenant du magnétisme de même nom que celui de ce pôle.

Streng ayant fixé un cube taillé suivant (0001) ($10\bar{1}0$) ($11\bar{2}0$) entre les pôles d'un électro-aimant puissant, l'axe de la pyrrhotine étant parallèle à l'axe de l'aimant, tenta ensuite d'examiner la polarité acquise en suspendant le cube dans une petite corbeille en papier, entre les pôles de l'aimant, dans la même position que dans l'opération précédente. Néanmoins, à la fermeture du courant, la substance se plaça toujours équatorialement, la direction perpendiculaire à l'axe cristallographique située dans la direction du champ devenant magnétipolaire.

Des résultats analogues furent obtenus avec un prisme de section carrée dont la longueur était parallèle à l'axe cristallographique. Après un essai d'aimantation dans le sens longitudinal, il était projeté violemment dans la position transversale. De même une plaque hexagonale parallèle à la base s'orienta toujours dans l'électro-aimant, l'axe se plaçant équatorialement.

Cette plaque suspendue, l'axe principal vertical, avait perdu sa faculté d'orientation en ce sens que, tournée d'un angle quelconque, elle resta dans la nouvelle position dans laquelle elle avait été maintenue un instant.

---

(1) Abt, *Wied. Ann.*, LVII, p. 135; 1896; — Du Bois, *Rapports du Congrès international de Physique*, t. II, p. 481.

(2) Streng, *N. Jahrbuch für Mineralogie*, p. 183; 1882, 1; — Hintze, *Handbuch der Mineralogie*, t. I, p. 627.

Un cylindre bas, obtenu en arrondissant cette plaque, montre aussi l'équivalence de toutes les directions perpendiculaires à l'axe principal et ne manifeste aucune polarité dans le sens de cet axe.

Toutes ces expériences en partie étranges s'expliquent aisément par les résultats du présent travail, qui les confirme, sauf en ce qui concerne l'isotropie magnétique dans le plan de base du prisme. Nous verrons que la symétrie de la substance est tout au plus orthorhombique,

CHAPITRE II.

APPAREILS ET MÉTHODES D'OBSERVATION.

A. — *Expériences d'induction.*

Les premières expériences ont été faites avec le galvanomètre balistique. La substance p (*fig.* 1, 2 et 3), sous forme d'une sphère et plus tard d'un disque, se trouvait entre les pôles d'un aimant NS. Elle était fixée à la plate-forme d'un goniomètre, munie d'une alidade, tandis que les bobines induites b, b' étaient portées, au moyen d'un système de pièces de laiton, par l'alidade qui, en temps ordinaire, sert à la lecture des angles de la lunette. Ce système comprend les ressorts R, qui permettent d'écarter les bobines, par le jeu des écrous E, pour enlever la substance p avec son support, et de les ramener ensuite exactement à leur place. Dans la *fig.* 2, ce mouvement est indiqué par des flèches. Les bobines avaient chacune 200 tours de fil fin de $0^{mm},1$; elles entouraient la substance aussi exactement que possible et avaient à peu près la disposition des bobines d'une boussole de Helmholtz. Des butoirs tels que e limitaient les angles de rotation de la substance ou des bobines.

Le champ magnétique était obtenu au moyen d'un aimant permanent d'abord, d'électro-aimants ensuite. Ces appareils étaient suspendus à un pied à crémaillère, semblable à ceux des appareils photographiques de grande dimension ; ils pouvaient à volonté être rapprochés ou éloignés des bobines. Ce déplacement servait, avec l'aimant permanent, à faire varier l'intensité du champ; mais bientôt il a été évident que la partie la plus intéressante des phéno-

mènes se rencontrerait dans les champs très intenses. L'aimant permanent a été remplacé alors successivement par trois électro-aimants, dont le plus puissant a permis d'atteindre des champs de 10000 gauss.

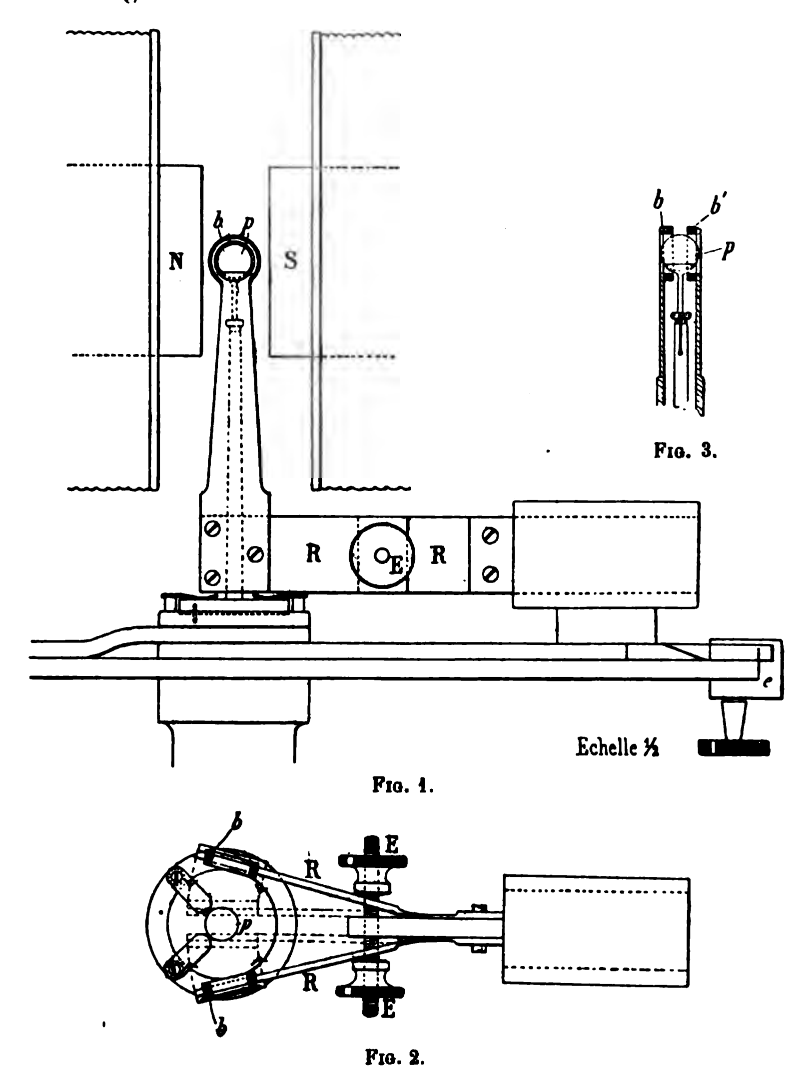


Fig. 3.

Fig. 1.

Fig. 2.

A plusieurs reprises, j'ai soupçonné le défaut d'uniformité du champ des électro-aimants d'être la cause de certaines irrégularités

dans les mesures; j'ai donc, à chaque reconstruction des appareils, pris des précautions plus grandes pour l'uniformité du champ. Les résultats n'en ont pas été modifiés; l'uniformité était donc suffisante.

Le problème expérimental, dans sa généralité, consiste à déterminer les trois composantes de l'intensité d'aimantation en fonction des trois composantes du champ. J'ai montré ailleurs [1] comment il se simplifie quand on tient compte de la conservation du travail dans les transformations isothermiques réversibles. Dans ces expériences, je ne me suis appuyé sur cette propriété du travail que pour obtenir des vérifications (Voir *loc. cit.*) et j'ai abordé le problème directement, en mesurant successivement la composante de l'aimantation parallèle au champ et la composante horizontale perpendiculaire au champ, évitant seulement de rendre nécessaire la mesure de la composante verticale.

Calcul des observations. — Soit un courant i dans un circuit fixe (*fig.* 4), produisant, en un point quelconque A de l'espace, un champ exprimé par le vecteur $G \times i$. G est la quantité dont l'emploi s'imposerait si l'on faisait du circuit électrique un galvanomètre. Je l'appellerai constante galvanométrique au point A.

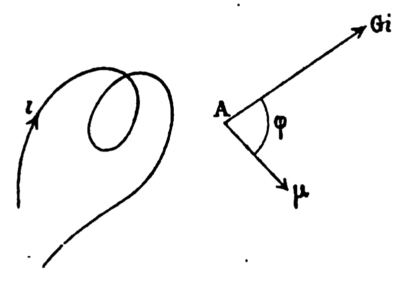


Fig. 4.

Supposons, pour la démonstration à faire, le courant i constant, c'est-à-dire la force électromotrice de la source d'électricité constamment égale à la somme de celle qu'exige la loi d'Ohm et de celle qui surmonte la force électromotrice d'induction E.

Produisons en A, par un procédé quelconque, un moment magnétique μ faisant avec Gi un angle φ. L'énergie relative $Gi\mu \cos \varphi$

(1) *C. R.*, 4 janvier 1904; — *J. de Phys.*, 4e série, III, 194; 1904.

de μ et de l'appareil producteur du champ est transmise par le mecanisme de l'induction à la source. Elle est $\int Eidt$. Donc

$$G\mu \cos\varphi = \int Edt.$$

Revenant maintenant au cas où le même circuit de résistance totale R, sans courant, contient un galvanomètre balistique, nous mesurerons, au moment de la production du moment μ, une quantité d'électricité :

$$q = \frac{1}{R} \int Edt = \frac{G}{R} \mu \cos\varphi,$$

et, si nous étendons l'aimantation à un solide dont l'élément de volume est dv, en posant $\mu = Idv$:

$$q = \frac{1}{R} \int I \,.\, G \cos\varphi dv.$$

Considérons deux cas particuliers :

1° Le circuit est quelconque, I est constant en grandeur et en direction dans toute l'étendue de la substance. Soient $I_x, I_y, I_z, G_x, G_y, G_z$, les composantes rectangulaires de I et de G, on aura :

$$q = \frac{1}{R} \left(I_x \int G_x dv + I_y \int G_y dv + I_z \int G_z dv \right).$$

Si la substance est une sphère centrée par rapport aux bobines induites comme dans la *fig.* 3, et si l'axe des bobines est l'axe des x, $\int G_y dv$ et $\int G_z dv$ seront nuls, et il restera :

$$q = \frac{I_x}{R} \int G_x dv.$$

Donc, dans ce cas, le galvanomètre balistique mesurera la composante de l'aimantation parallèle à l'axe des bobines.

2° Le champ que produirait un courant i dans les bobines induites est uniforme dans toute l'étendue de l'espace occupé par la substance, alors

$$q = \frac{G}{R} \int I \cos\varphi dv,$$

et le galvanomètre balistique mesure exactement la valeur moyenne de la composante de l'aimantation dans la direction de ce champ uniforme.

Les conditions de l'expérience réalisent approximativement l'un et l'autre de ces cas particuliers, le premier lorsque le champ de l'*aimant* est uniforme, le second lorsque, comme dans la boussole de Helmholtz, les *bobines* ont l'écartement qui donne le champ le plus uniforme.

Par la rotation de la substance, placée dans un champ magnétique et entre les bobines induites immobiles, on obtiendra donc les *variations* de l'une ou de l'autre des deux composantes de l'aimantation, suivant que l'axe des bobines sera parallèle ou perpendiculaire au champ.

Mais il faut déterminer en outre, pour une position particulière de la substance, l'aimantation origine à partir de laquelle ces variations sont comptées.

Des raisons de symétrie donnent souvent les azimuts de la substance pour lesquels l'aimantation perpendiculaire au champ est nulle. On peut aussi les déterminer en cherchant par tâtonnements les positions de la substance où des variations d'intensité du champ n'agissent pas sur le galvanomètre. On s'est servi, avant la mise en place de la substance, du même critérium pour déterminer la position des bobines pour laquelle leur axe est perpendiculaire au champ.

Pour trouver la grandeur de la composante de l'aimantation parallèle au champ, on fait tourner les bobines induites de 180°, à partir de l'une des positions où leur axe est parallèle au champ, d'abord la substance étant en place, puis la substance enlevée. On voit immédiatement que la différence des deux indications du galvanomètre balistique donne l'intensité d'aimantation parallèle au champ avec la même unité avec laquelle ont été mesurées les variations par la rotation de la substance.

Valeur absolue. — Pour ramener ces mesures à des valeurs absolues, j'ai employé deux procédés.

On sait qu'une sphère de fer doux dans un champ magnétique H, qui n'est pas suffisant pour l'aimanter au delà de la région de forte perméabilité, prend une intensité d'aimantation donnée très approximativement par $\frac{3H}{4\pi}$. Elle est donc connue quand H est connu. Opé-

rant avec cette sphère comme avec la substance, on étalonne l'appareil pour les mesures d'intensité d'aimantation. Cette méthode donne de très bons résultats. Je lui ai préféré, dans la suite, celle qui consiste à mettre à la place de la substance une petite bobine d'aire connue, parcourue par un courant connu, c'est-à-dire de moment magnétique connu, que l'on fait tourner de 180°.

Dans les premières expériences, le champ a été mesuré en faisant tourner de 180° les bobines induites dont l'aire avait été mesurée, le galvanomètre étant étalonné au préalable au moyen d'un solénoïde entouré de quelques tours du circuit induit. Plus tard, je me suis servi de la balance magnétique absolue de M. A. Cotton (1). Toutes les fois que le champ est suffisamment uniforme dans une étendue de 2 centimètres, cet appareil est d'une commodité et d'une exactitude remarquables.

Les sphères de pyrrhotine avaient 9 millimètres de diamètre, les disques 9 millimètres de diamètre et des épaisseurs variant un peu d'un disque à l'autre, un peu inférieures à 1 millimètre.

B. — *Mesure du couple exercé par le champ sur le cristal.*

Après avoir fait par la méthode d'induction de nombreuses observations, je l'ai remplacée presque complètement par une méthode fondée sur la mesure du couple qui tend à faire tourner la substance autour d'un axe vertical quand un champ d'intensité déterminée occupe successivement tous les azimuts dans le plan horizontal. Ce couple est égal au champ multiplié par la composante de l'aimantation perpendiculaire au champ et horizontale. Le champ étant connu, cette composante l'est aussi par la mesure du couple.

Dans un certain nombre de questions, cette composante intervient seule, et la méthode se suffit à elle-même. Je montrerai dans le chapitre consacré au plan magnétique dans quelle mesure elle peut être adaptée à la mesure de la composante de l'aimantation parallèle au champ.

La *fig.* 5 représente l'un des appareils que j'ai employés. Un électroaimant E, dont les bobines portent 2000 tours de fil, donne, entre les noyaux écartés de $12^{mm},5$, pour un courant de 15 ampères, un champ très uniforme de 11000 unités. Il est porté par l'intermédiaire d'une

(1) A. Cotton, *J. de Phys.*, 3e série, IX, p. 383; 1900.

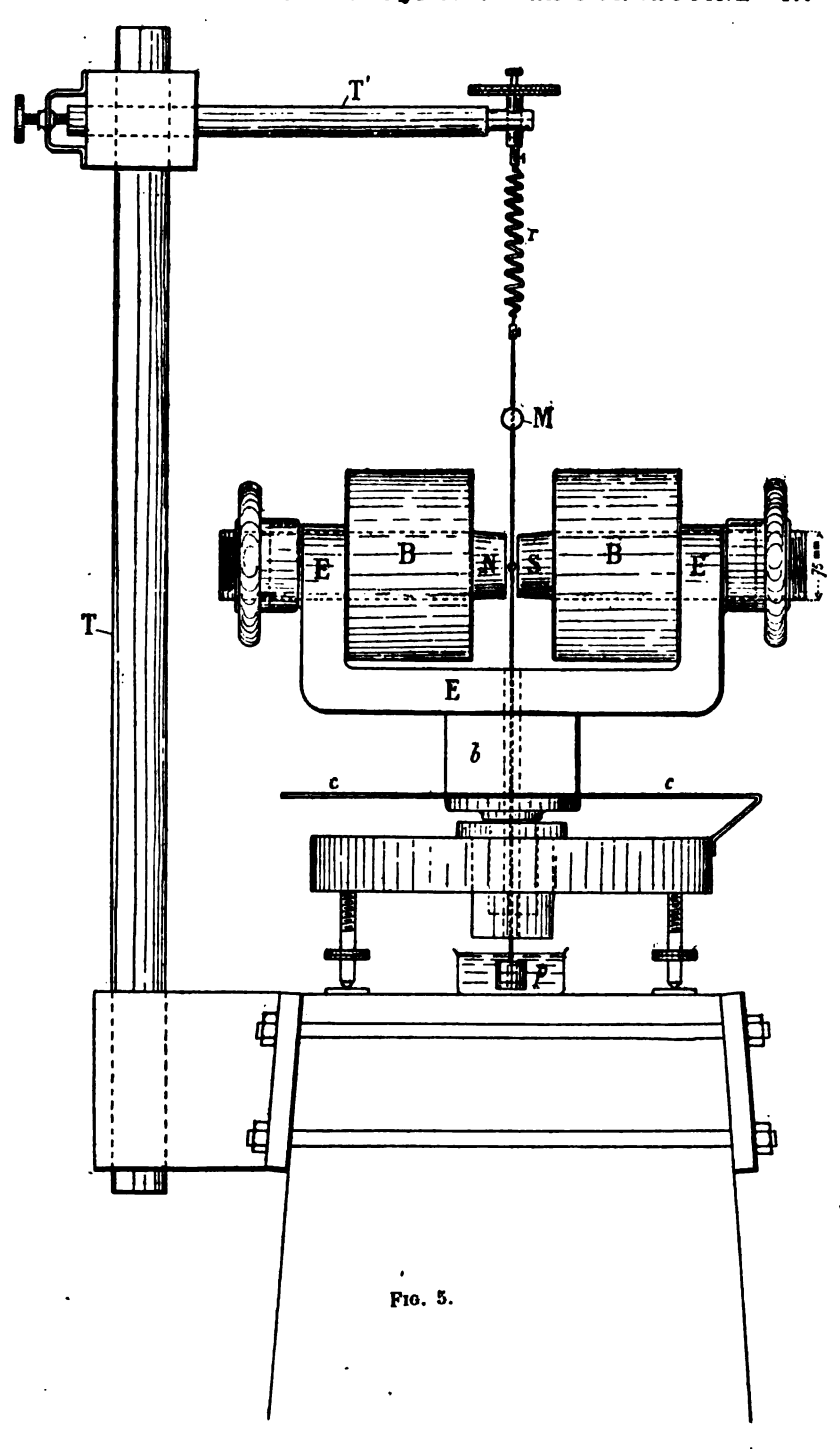


Fig. 5.

pièce de bois *b*, destinée à ménager la place nécessaire à la balance magnétique, par un pivot de bronze percé dans l'axe, et entraîne le cercle divisé *c*.

La substance placée entre les pôles est fixée sur une longue tige de cuivre suspendue au ressort de torsion *r*. Cette tige porte le miroir M, pour la lecture des déviations de l'équipage, et le poids de laiton *p*, plongé dans de la glycérine qui donne de la stabilité et sert d'amortisseur. Le bâti, formé de forts tubes de laiton T, T', est pourvu des mouvements de réglage nécessaires, dont une partie seule est représentée.

Cette méthode est beaucoup plus sensible que celle du galvanomètre balistique et permet d'examiner des échantillons beaucoup plus petits. Quand on se sert d'échantillons de même grandeur, toutes les perturbations dues aux courants d'air, au magnétisme du support sont négligeables ; elle devient extrêmement commode et sûre.

La petite correction des azimuts du champ par rapport à la substance lus sur le cercle, provenant de ce que la substance tourne par la torsion du ressort, a été faite.

CHAPITRE III.

ASSOCIATION DE TROIS CRISTAUX ÉLÉMENTAIRES DANS LE PLAN MAGNÉTIQUE.

J'ai montré antérieurement [1] que les cristaux de pyrrhotine ne s'aimantent que parallèlement au plan de base du prisme hexagonal que j'ai appelé plan magnétique ; je consacrerai un chapitre du présent travail à cette question. Mais auparavant, pour déblayer le terrain, il est nécessaire de parler des propriétés magnétiques dans ce plan. Elles ont eu d'abord une allure très énigmatique. Très variables d'un échantillon à l'autre, elles possédaient tout au plus la symétrie clinorhombique à la place de la symétrie hexagonale attendue. Cette confusion s'est dissipée tout à coup à l'examen des courbes (*fig.* 6), qui représentent un résultat immédiat d'expérience. Dans cette figure, les abscisses sont les azimuts d'un champ magnétique constant, et les ordonnées de la courbe supé-

---

[1] *C. R.*, t. CXXVI, p. 1099 ; 1898 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 542 ; 1899.

rieure les composantes de l'aimantation parallèle au champ, celles de la courbe inférieure les composantes perpendiculaires au champ. Les phénomènes se reproduisent à 180° de distance.

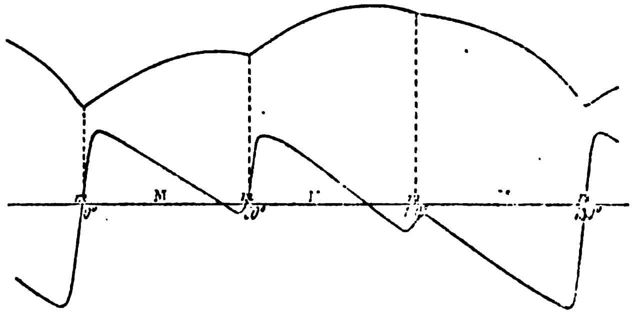


Fig. 6.

Pour interpréter cette courbe, j'ai recours à une image. Supposons que nous fassions tourner le champ magnétique dans le plan d'une plaque elliptique de fer doux. Aux axes, l'aimantation coïncidera avec le champ. Le grand axe sera un maximum, le petit axe un minimum d'aimantation. Pour toute autre direction du champ, l'aimantation sera plus voisine du grand axe que le champ. Dans la rotation continue du champ, l'aimantation tournera donc plus len-

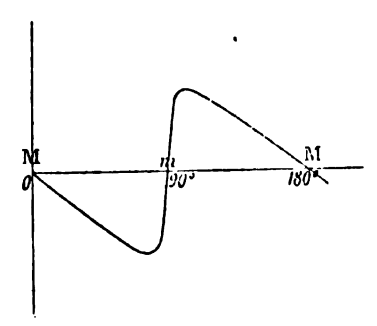


Fig. 7.

tement que celui-ci dans le voisinage du grand axe et plus vite dans le voisinage du petit axe. Si l'ellipse est très allongée, dans le voisinage du minimum, la composante de l'aimantation perpendiculaire au champ passera presque instantanément d'une très grande

valeur négative à une très grande valeur positive, comme le représente la *fig.* 7. La courbe inférieure de la *fig.* 6 résulte visiblement de l'addition des ordonnées de trois courbes analogues à celles de la *fig.* 7, construites à des échelles différentes et déplacées les unes par rapport aux autres de 60° et de 120°.

Nous supposerons donc que *l'édifice complexe du cristal résulte de la juxtaposition de cristaux élémentaires dont les plans magnétiques sont parallèles et qui possèdent chacun un maximum et un minimum d'aimantation rectangulaire.* Ces cristaux sont associés dans le plan magnétique sous des angles de 60°, ou, ce qui revient au même, de 120°.

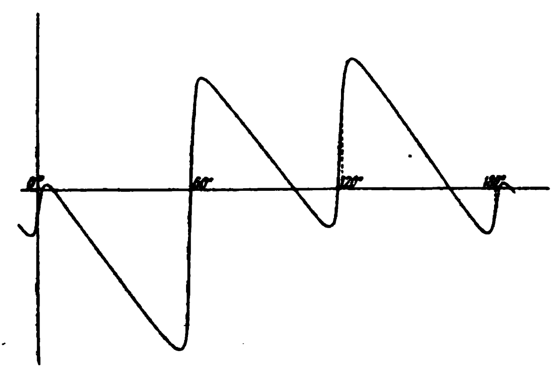


Fig. 8.

L'amplitude des variations brusques de la composante perpendiculaire au champ donne l'importance relative des trois composantes. Cette analyse du groupement cristallin se fait avec une netteté inégale suivant la grandeur du champ employé. La *fig.* 8, représentant l'aimantation perpendiculaire au champ pour une substance de Morro Velho dans un champ de 4000 gauss, donne un exemple de phénomène particulièrement brusque. La répartition de la matière entre les trois composantes est donnée dans cet exemple par :

100 : 66,1 : 16,9.

Les angles rentrants de la courbe supérieure de la *fig.* 6 correspondent aux minima très accentués de l'aimantation parallèle au champ de chacune des composantes.

Cherchant à isoler la pyrrhotine élémentaire, j'ai déterminé la

composition de plusieurs centaines d'échantillons. Pour certains d'entre eux, les trois composantes étaient sensiblement égales ; pour d'autres, deux d'entre elles prédominaient ; pour d'autres encore, une seule était prépondérante. Mais, même en divisant la matière en tout petits fragments, je n'ai pu rencontrer un échantillon absolument simple. La subdivision parallèle ou perpendiculaire au plan magnétique semblait indifféremment peu avantageuse dans cette recherche. On peut en conclure que l'enchevêtrement est très intime et que la composition, peu variable, a été déterminée, sans doute, par les conditions à peu près uniformes dans toute son étendue dans lesquelles le cristal s'est formé. Avec de la patience, on trouve des fragments relativement simples. Ainsi j'ai mesuré sur un petit clivage de New-Jersey, dont j'ai fait une étude magnétique complète :

Substance 1 (New-Jersey), les rapports

100 : 4,75 : 3,1.

Sur un autre échantillon, de $0^{mgr},4$, trop petit pour des mesures précises, j'ai évalué :

100 : 3 : 0.

L'existence de la matière simple est donc certaine.

J'indiquerai encore ici la composition de deux échantillons sur lesquels j'ai fait de nombreuses mesures :

Substance 2 (New-Jersey) :

100 : 11 : 4,7.

Une deuxième détermination, fondée sur des expériences nombreuses faites avec des appareils différents plus précis, a donné :

100 : 10,85 : 4,95.

Substance 3 (Morro Velho), premières expériences imparfaites, méthode balistique :

100 : 17,5 : 5,5.

Même substance, huit ans plus tard, méthode de mesure des couples, expériences précises :

100 : 19,6 : 5,4.

C'est cette dernière substance (disque de 9 millimètres de diamètre et de $0^{mm},75$ d'épaisseur) qui a été l'objet de l'étude la plus complète.

On voit par ces exemples que la détermination de la composition d'un cristal de pyrrhotine se fait avec une certaine sûreté, que j'évalue, dans les meilleurs cas, à 0,2 0/0.

Ne pouvant isoler l'élément simple, je me suis résigné à déduire ses propriétés de celles des cristaux complexes. J'ai déterminé à cet effet par tâtonnements les deux coefficients par lesquels il faut multiplier les résultats d'observation pour les retrancher ensuite, avec une avance de 60° ou de 120°, afin que les ordonnées restantes représentent les propriétés d'un cristal simple. La *fig.* 9, qui se rap-

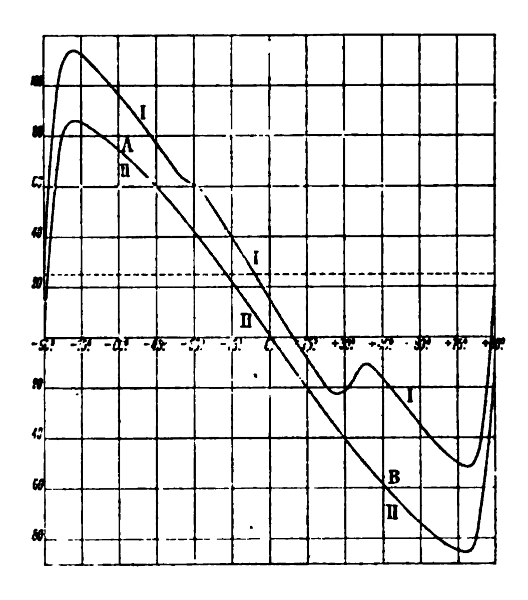


Fig. 9.

porte à la substance 3, dans un champ de 1992 gauss, donne un exemple de cette épuration graphique. La courbe I est expérimentale, la courbe II est corrigée des deux substances parasites. Le critérium de la réussite de l'opération est la régularité de la courbe entre A et B, qui s'estime très sûrement, grâce à sa forme presque rectiligne.

La composante de l'aimantation parallèle au champ est traitée de la même manière que la composante de l'aimantation perpendicu-

laire au champ, et ces opérations sont répétées pour plusieurs valeurs du champ. Le résultat de ces opérations sera décrit au chapitre suivant ; il est compatible avec la symétrie orthorhombique.

Les propriétés ferromagnétiques, dont la connaissance est ici le but du travail, peuvent donc, dans certains cas, être un moyen d'investigation des groupements cristallins. La portée de ce procédé est limitée par le petit nombre des substances ferromagnétiques. Mais, comme elles sont opaques, il peut rendre des services précisément là où la méthode optique est impuissante.

CHAPITRE IV.

PROPRIÉTÉS DU CRISTAL ÉLÉMENTAIRE.

Soient, dans un cristal élémentaire de pyrrhotine, H_x, H_y, les deux composantes du champ; I_x, I_y, celles de l'intensité d'aimantation dans le plan magnétique, l'axe Ox (*fig.* 10) étant la direction de facile aimantation, l'axe Oy celle de difficile aimantation. Lorsque l'extrémité du vecteur H décrit le plan, l'expérience montre que l'extrémité du vecteur I reste à l'intérieur d'une circonférence E, que j'appellerai le cercle de saturation, dont le rayon I_M est l'intensité de l'aimantation à saturation.

Si nous faisons abstraction des phénomènes d'hystérèse, il est indifférent que H arrive en un point par un chemin ou par un autre. On obtiendra donc tous les renseignements désirables en opérant avec des champs constants, de différentes grandeurs, tournant dans le plan magnétique.

La *fig.* 10 montre la physionomie des courbes A, B, C, D que décrit le vecteur I quand le champ a les valeurs de 1992, 4000, 7310, 11140 gauss. Pour tous ces champs, l'aimantation atteint la valeur I_M dans la direction Ox, et, quand le champ s'écarte de Ox, suit d'abord le cercle de saturation, sur un arc d'autant plus étendu que le champ est plus intense. Puis elle quitte assez brusquement ce cercle, pour décrire une courbe assez voisine d'une corde parallèle à Ox.

La rotation de l'aimantation est, dans un angle assez étendu à partir de Ox, proportionnelle à la rotation du champ, mais d'autant

plus ralentie par rapport à celle-ci que le champ est plus faible. Dans le voisinage de Oy, la rotation de l'aimantation est, au contraire, beaucoup plus rapide que celle du champ, et le rapport des tangentes des angles de l'aimantation et du champ avec Oy est sensiblement constant.

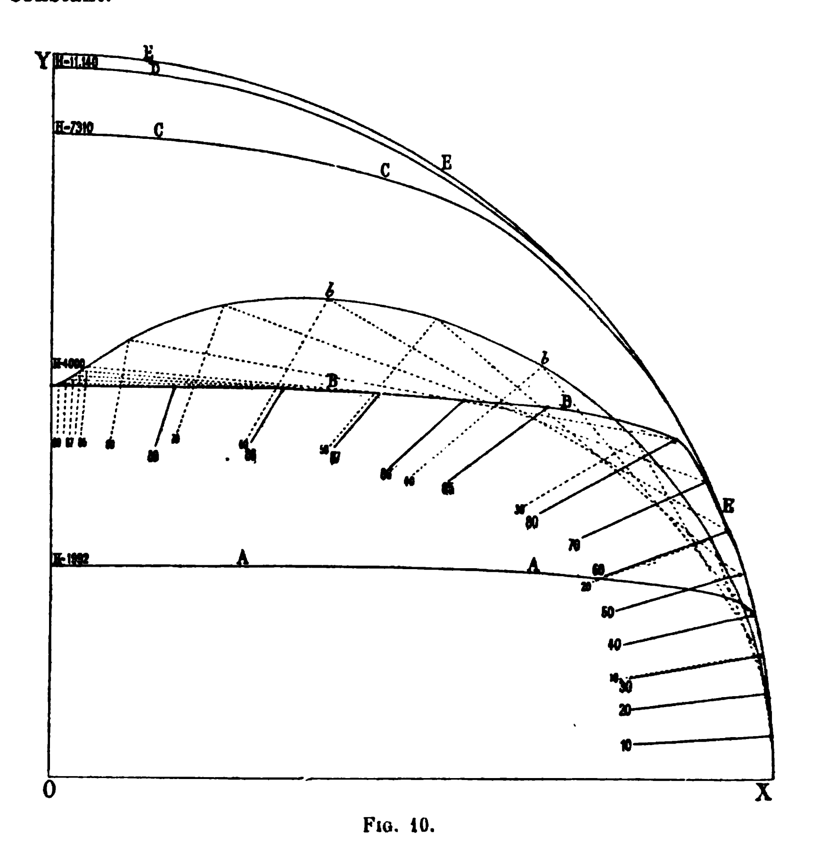


Fig. 10.

Ces caractères ont été rendus sensibles dans la courbe B, correspondant à $H = 4000$ gauss, dans laquelle les rayons en traits pleins représentent les directions de l'aimantation, les rayons pointillés les directions du champ, les nombres indiquant, pour les uns et les autres, les angles correspondants du *champ* avec Ox.

Pour construire cette courbe, j'ai porté d'abord dans la direction des champs, pour tous les angles de 10° en 10° dans le voisinage du maximum, de degré en degré dans le voisinage du minimum,

la composante de l'aimantation parallèle au champ. J'ai obtenu ainsi la courbe *b* de la composante de l'aimantation parallèle au champ ; j'en ai ensuite déduit la courbe B en portant l'aimantation perpendiculaire au champ perpendiculairement sur les rayons vecteurs de la courbe *b*. Les données d'expérience relatives à cette construction, pour cinq valeurs différentes du champ, sont contenues dans les *fig.* 11 et 12.

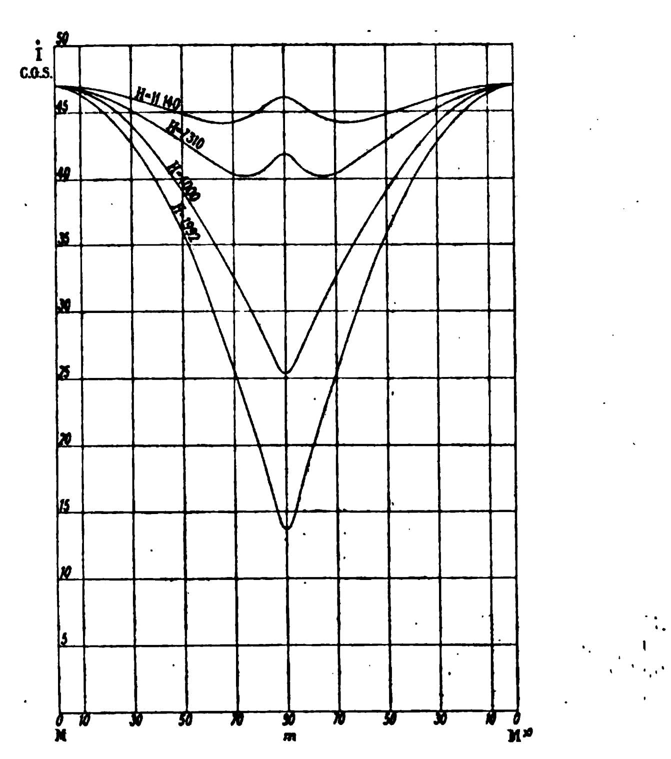


FIG. 11. — Composante de l'aimantation parallèle au champ.

Cette physionomie générale appartient à toutes les pyrrhotines, que nous distinguerons plus tard en normales et anormales, et à toutes les valeurs du champ, depuis les plus faibles jusqu'à celles qui suffisent pour faire décrire à I le cercle de saturation tout entier. Ce qui suit, par contre, est particulier aux pyrrhotines normales de Morro-Velho en cristaux compacts.

Soient α et φ les angles de H et de I avec O*x* (*fig.* 13); décomposons H en deux composantes H_D dirigée suivant O*y* et H_I parallèle à l'inten-

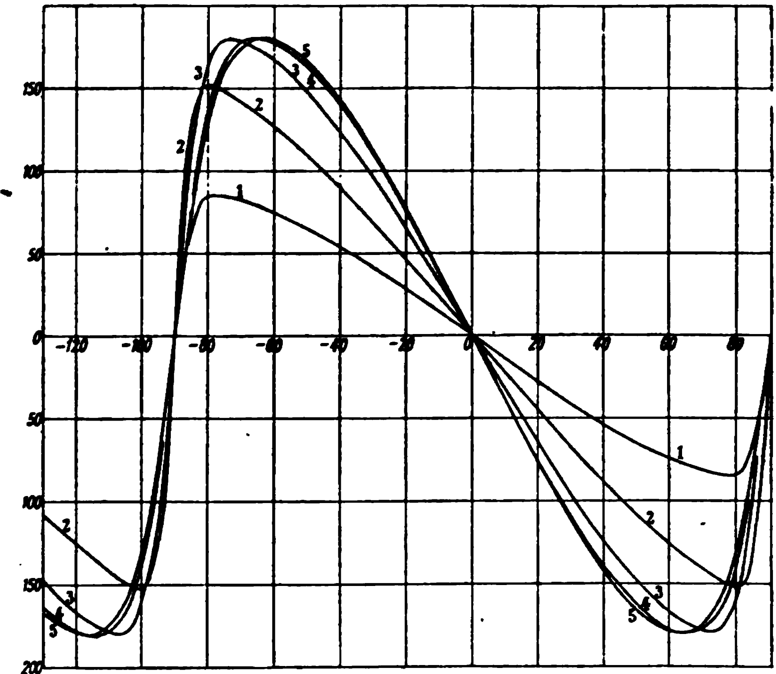


Fig. 12.

Courbe 1...... H = 1992 gauss
— 2...... H = 4000
— 3...... H = 7310
— 4...... H = 10275
— 5...... H = 11140

Abscisses : Angles d'orientation du champ par rapport à la substance, mesurés dans le plan magnétique.

Ordonnées : Couples en millimètres de l'échelle divisée. Pour obtenir ces couples en ergs par centimètre cube de la substance, multiplier par 950.

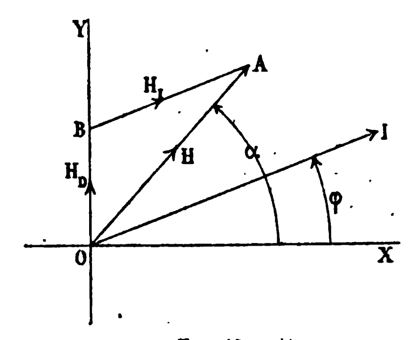


Fig. 13.

sité d'aimantation. Il y a un rapport constant

$$\frac{H_D}{I \sin \varphi} = N$$

entre la composante H_D du champ et la composante de l'aimantation suivant Oy, quels que soient H et α.

Cette proposition est établie par la *fig.* 14, dans laquelle j'ai porté en abscisses les champs H_D résultant de cette décomposition et en ordonnées les composantes $I \sin \varphi$, pour les cinq séries d'expériences faites avec les champs de 1992, 4000, 7310, 10275, 11140 gauss, en déplaçant pour chaque série l'origine sur l'axe des abscisses d'une quantité égale à 500 gauss, pour éviter la superposition des courbes. Les nombres portés sur les courbes sont les valeurs de α en degrés. Les droites pointillées correspondent à

$$\frac{H_D}{I \sin \varphi} = \frac{7300}{47};$$

elles coïncident au degré de précision des expériences avec les courbes. *Tout se passe donc comme si la substance annulait, par un phénomène démagnétisant dû à sa structure, une composante du champ proportionnelle à la composante de l'aimantation dans la direction de difficile aimantation, et qu'ensuite la composante restante était parallèle à l'aimantation.*

Dans l'échantillon examiné, I_M est égal à 47 unités. Le champ démagnétisant maximum est de 7300 gauss. I_M est assez variable d'un échantillon à l'autre. Le champ démagnétisant maximum n'a été mesuré avec précision que sur un seul échantillon; je ne saurais donc dire s'il est une constante caractéristique de la pyrrhotine; mais il semble, d'après les propriétés de quelques autres échantillons examinés plus sommairement, qu'il ne doive pas varier beaucoup.

Pour déduire de ce résultat expérimental les conséquences qu'il comporte, il est commode de faire intervenir la notion de travail d'aimantation. Ce travail est donné par la différentielle exacte :

$$dT = H \cos(\alpha - \varphi)\, dI + HI \sin(\alpha - \varphi)\, d\varphi,$$

où H et α sont considérés comme fonctions des variables indépendantes I et φ. Il en résulte :

$$\frac{\partial H \cos(\alpha - \varphi)}{\partial \varphi} = \frac{\partial HI \sin(\alpha - \varphi)}{\partial I}.$$

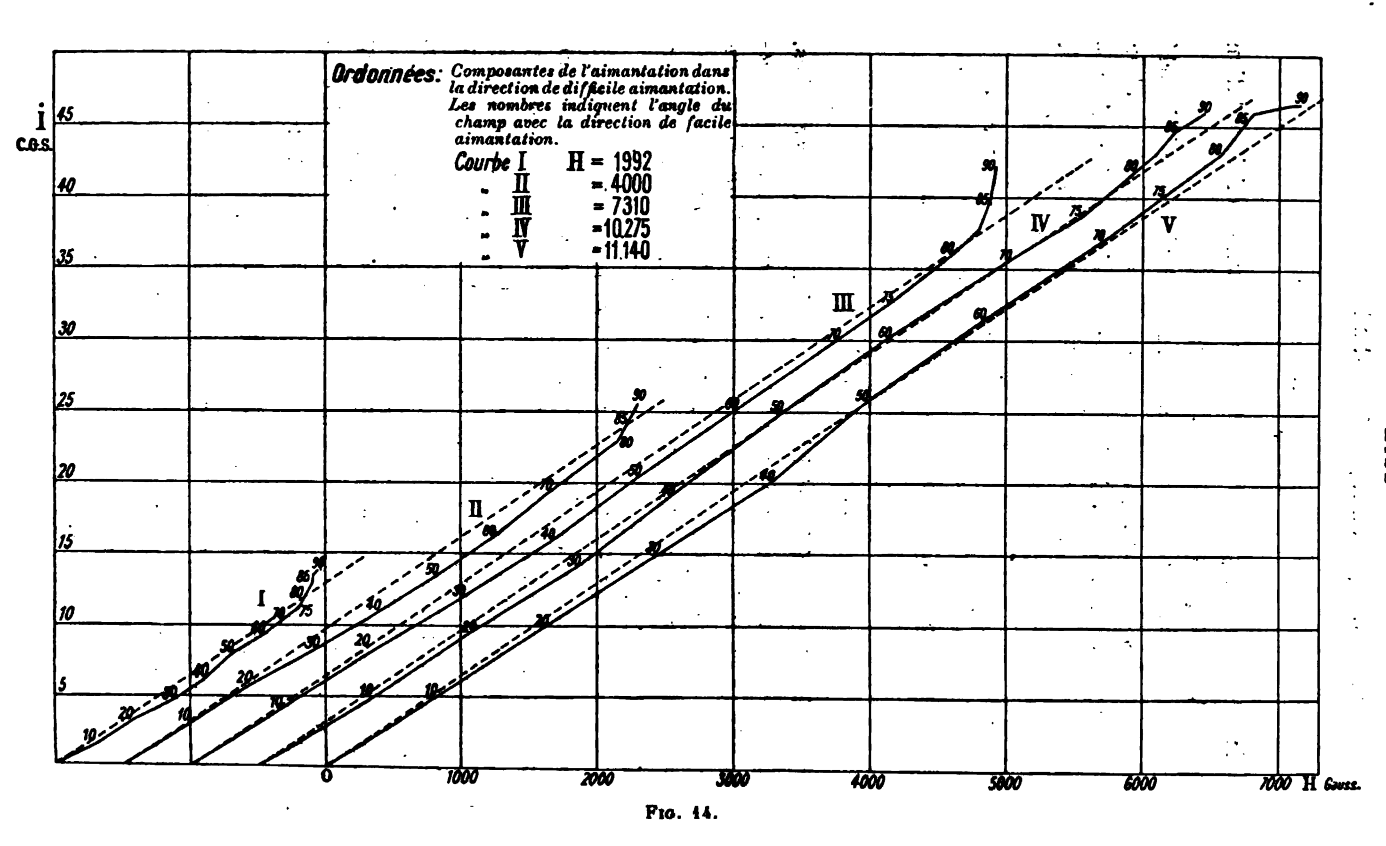

Ordonnées: Composantes de l'aimantation dans la direction de difficile aimantation.
Les nombres indiquent l'angle du champ avec la direction de facile aimantation.
Courbe I H = 1992
" II = 4000
" III = 7310
" IV = 10275
" V = 11140
I
II
III
IV
V
i C.G.S.
H Gauss
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
5
10
15
20
25
30
35
40
45

FIG. 14.

Si, pour une substance, l'aimantation a constamment la direction du champ, $\alpha - \varphi = 0$, et par suite $\frac{\partial H}{\partial \varphi} = 0$. La relation entre le champ et l'intensité d'aimantation est donc la même dans tous les azimuts.

Cela posé, remarquons que le travail de la composante du champ $H_D = NI \sin \varphi$, considérée seule, est $NI \sin \varphi \, dI \sin \varphi$, c'est-à-dire différentielle exacte. Il s'ensuit que le travail de l'autre composante H l'est aussi. Donc la proposition que nous venons d'établir s'applique à cette composante. Nous en concluons que *la loi de l'aimantation, déduction faite du champ démagnétisant* H_D, *est la même dans tous les azimuts.*

Reste à déterminer cette loi pour un azimut particulier. Je choisis à cet effet la direction de facile aimantation. La courbe OAC de la *fig.* 15, page 493, représente l'intensité d'aimantation en fonction du champ pour cette direction.

Elle part de l'origine avec une inclinaison constante, correspondant à une susceptibilité initiale $k_0 = \frac{47}{110}$, qui la conduirait, si elle se continuait, à la saturation pour un champ de 110 gauss. Au lieu de cela, la courbe devient concave du côté de l'axe des abscisses, à partir d'une intensité égale à $\frac{I_M}{2}$ environ, et s'arrondit vers la ligne de saturation $I_M =$ constante, à laquelle elle est tangente à l'abscisse de 700 gauss. A partir de ce moment, elle se confond exactement avec elle jusqu'aux champs les plus élevés dans tout l'intervalle accessible, jusqu'à 11140 gauss. Un exemple aussi caractéristique de saturation constante ne se rencontre pas, à ma connaissance, parmi toutes les données expérimentales que l'on possède sur les corps ferromagnétiques.

Pour l'interprétation des résultats expérimentaux dans les champs faibles, il convient de tenir compte des phénomènes démagnétisants dont l'objet en expérience est le siège, par suite de ses dimensions finies. Celui-ci, un disque de 9 millimètres de diamètre et de $0^{mm},75$ d'épaisseur, donnerait, assimilé à l'ellipsoïde aplati inscrit, par suite du phénomène démagnétisant, une susceptibilité initiale apparente égale à 1,5 seulement, alors même que la substance dont il serait fait aurait une susceptibilité infinie. Elle est un peu plus forte que celle du disque de pyrrhotine. Mais l'écart entre les deux se réduit singulièrement si l'on considère que les cristaux ne sont jamais tout à fait

exempts d'impuretés, que leur matière n'est souvent pas tout à fait continue, comme en témoignent les variations de la densité et de petites cavités limitées souvent par les faces naturelles du cristal, et que l'échantillon actuel en particulier était sillonné de petites cassures assez nombreuses. Remarquons en outre que, si la substance avait la forme d'un ellipsoïde *et qu'elle était aimantée dans la direction de l'un de ses axes*, la loi démagnétisante serait rectiligne jusqu'à la saturation. Par contre, si, pour l'ellipsoïde, la direction du champ est quelconque et si l'on considère *la composante de l'aimantation dans la direction du champ*, la loi d'aimantation apparente d'une substance de susceptibilité infinie n'est pas linéaire; elle tend asymptotiquement vers la saturation (¹); sa susceptibilité apparente sera décroissante vers la saturation. Les défauts de la matière donnent lieu précisément à des champs démagnétisants *obliques* sur l'intensité d'aimantation.

Rien ne s'oppose donc à ce que l'on fasse l'hypothèse que, la substance étant supposée parfaitement continue et indéfinie, l'aimantation atteint, dans la direction de facile aimantation, la saturation dès les champs les plus faibles et la conserve absolument constante jusqu'aux champs les plus élevés.

Cette hypothèse est certainement la plus simple que l'on puisse imaginer; elle doit donc être adoptée jusqu'à ce qu'elle ait été mise en contradiction avec l'expérience. Elle peut sans doute être étendue dans certains cas aux métaux et expliquerait alors aisément, pour les fils de fer dont la structure fibreuse est certainement très continue dans le sens longitudinal, les perméabilités atteignant 60000 trouvées par Ewing, quand des trépidations suppriment les phénomènes d'hystérèse.

Cette hypothèse permet de donner une définition de la courbe d'aimantation réversible ou courbe d'équilibre. Ce serait la courbe d'aimantation d'une matière fictive, de même structure que la matière réelle, mais de susceptibilité infinie et dépourvue d'hystérèse. Elle fournit ainsi un point d'appui à la discussion de la question sur laquelle M. Ch. Maurain a fait récemment d'intéressantes expériences (²).

L'expérience donne autant de vérifications qu'il y a de directions φ pour lesquelles la loi d'aimantation a été déterminée. Considérons

(¹) Voir, dans le même ordre d'idées, les considérations de la page 494.
(²) *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. III; p. 417.

la courbe OB'C' (*fig.* 15), correspondant à la direction de difficile aimantation. Si la matière était parfaitement continue et illimitée, elle devrait coïncider avec la ligne brisée OBC, tracée en donnant au point B une abscisse égale au champ démagnétisant maximum de 7300 gauss.

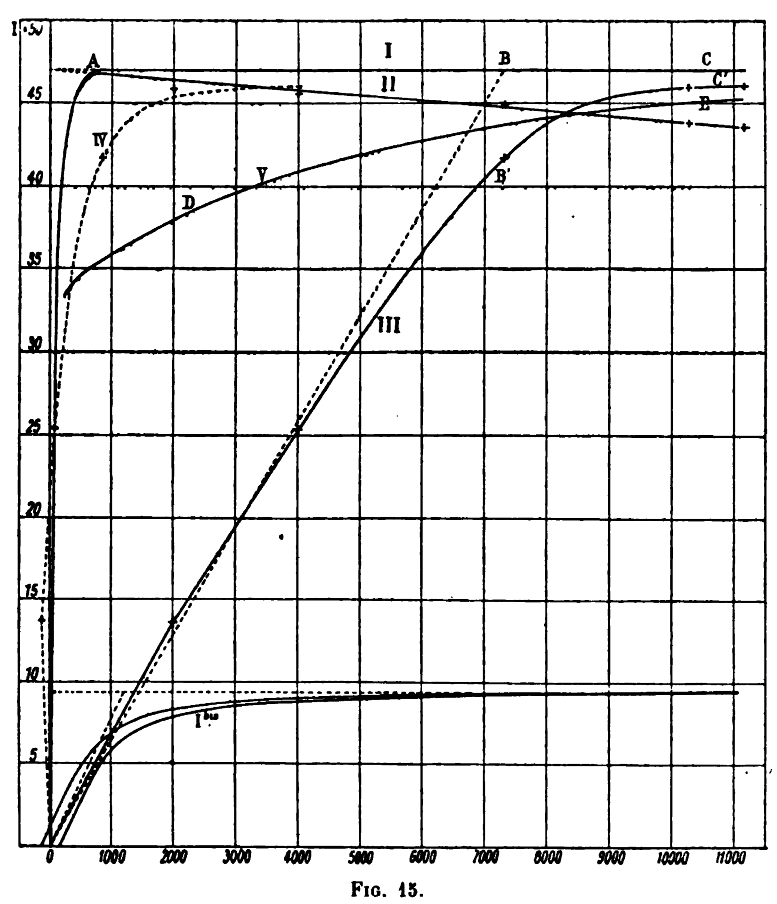


Fig. 15.

Courbes d'aimantation. — I, dans la direction de facile aimantation. — II, comme courbe I, mais sans la correction de susceptibilité normale. — III, dans la direction de difficile aimantation. — IV et V, voir le texte. — I *bis*, comme I, échelle du champ dix fois plus grande, de l'aimantation cinq fois plus petite.

Si la condition d'isotropie après déduction du champ démagnétisant était satisfaite, il devrait y avoir la même différence d'abscisses entre OB'C' et la ligne brisée OBC qu'entre OA et l'axe des ordon-

nées. Ces premières différences sont un peu plus grandes en général, pas assez cependant pour altérer le caractère de la courbe OB′C′. La divergence ne dépasse pas l'incertitude expérimentale, qui est assez grande au minimum, à cause des variations rapides des deux composantes de l'aimantation en fonction de α. Pour faciliter la comparaison, la courbe OB′C′, déduction faite des champs démagnétisants, a été tracée en IV.

La pyrrhotine nous fournit donc, au maximum et au minimum, deux types de « courbes d'aimantation » essentiellement différents, mais qui ont un caractère commun : la saturation est atteinte pour une valeur finie du champ. L'aimantation à saturation au minimum a été trouvée inférieure de 2 p. cent à cette quantité au maximum. Cette faible différence est due sans doute à des erreurs d'expériences. Je n'ai pas réussi à en préciser la nature, bien que cet écart soit supérieur à l'incertitude moyenne des mesures.

Pour une direction oblique sur les axes, plusieurs définitions de la courbe d'aimantation sont possibles ; je considérerai ici, pour un champ de direction constante, la composante de l'aimantation dans cette direction en fonction de l'intensité de ce champ. L'aimantation ne coïncidant en direction avec le champ que quand il est infini, cette courbe d'aimantation aura la droite de saturation comme asymptote.

Cherchons l'équation de cette courbe. On déduit du triangle OAB (*fig.* 13) comme expression de la loi démagnétisante :

$$H \sin(\alpha - \varphi) = NI \sin\varphi \cos\varphi,$$

qui, appliquée au cercle de saturation, devient :

$$H \sin(\alpha - \varphi) = NI_M \sin\varphi \cos\varphi.$$

Et posons :

$$\mathfrak{I} = I_M \cos(\alpha - \varphi),$$

on obtient par élimination de φ entre ces deux dernières équations :

$$H = \frac{N}{2} \sin 2\alpha \frac{\mathfrak{I}^2}{\sqrt{I_M^2 - \mathfrak{I}^2}} - N\mathfrak{I} \cos 2\alpha - \frac{N}{2} \sin 2\alpha \sqrt{I_M^2 - \mathfrak{I}^2}.$$

Le premier seul des trois termes du second membre devient infini quand $\mathfrak{I}$ tend vers I_M. Quand $\frac{1}{H}$ est infiniment petit du premier

ordre, $I_M - \mathfrak{J}$ est infiniment petit du second ordre. Cette propriété est accessible à l'expérience, mais d'une vérification délicate.

La courbe V de la figure 15 représente la courbe d'aimantation au sens ci-dessus indiqué, pour $\varphi = 45°$.

On conçoit aisément que toutes les courbes d'aimantation usuelles puissent s'expliquer par la superposition de propriétés analogues à celles de la pyrrhotine dans la direction du maximum, du minimum et dans les directions obliques.

La nécessité de multiplier les contrôles conduit à envisager les hypothèses démagnétisantes que nous avons faites sous d'autres aspects.

a) Définissons, par analogie avec $N = \frac{H_D}{I \sin \varphi}$, un coefficient :

$$n = \frac{H_I}{I};$$

n est l'inverse de la susceptibilité relative à l'aimantation rendue isotrope par la défalcation du champ H_D. Tant que I est petit, la susceptibilité initiale $\frac{1}{n}$ est constante ; n est déjà connu par la courbe d'aimantation relevée dans la direction de facile aimantation et est égal à :

$$\frac{110}{47} = 2{,}34.$$

En déduisant n de données provenant du voisinage du minimum d'aimantation, on vérifie l'isotropie de la substance après déduction du champ démagnétisant NI.

Or on démontre facilement qu'au minimum, tant que la saturation n'est pas atteinte, le rapport de la vitesse de rotation de l'aimantation à celle du champ est :

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\alpha} = \frac{N}{n} + 1. \qquad (2)$$

Cette quantité est assez facile à relever avec une certaine exactitude sur les courbes telles que celles de la *fig.* 10 ; on trouve :

H	$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\alpha}$	n
97,2	82	1,92
194	77	2,05
564	73	2,13
2250	33	4,72
3830	17	9,15

On voit qu'en effet les valeurs de n déduites des observations au minimum sont assez constantes dans les champs faibles et voisines de la valeur trouvée au maximum. Dans les champs plus forts, n augmente comme cela est prévu.

b) Comme nous l'avons déjà indiqué, la relation

$$(1) \qquad H \sin(\alpha - \varphi) = NI \sin\varphi \cos\varphi,$$

déduite du triangle OAB (*fig.* 13), est l'expression analytique de la loi démagnétisante. Cette expression, multipliée par I, donne le couple exercé par le champ sur la substance :

$$(3) \qquad C = HI \sin(\alpha - \varphi) = NI^2 \sin\varphi \cos\varphi;$$

ce couple est maximum quand $I = I_M$ et $\varphi = 45°$. On doit donc, dans la mesure de C en fonction de α, trouver un couple maximum invariable dès que le champ est assez fort pour faire décrire à l'aimantation, à partir de la direction Ox, un arc égal ou supérieur à 45° sur le cercle de saturation. C'est effectivement ce qui frappe à première vue dans la *fig.* 12, dans laquelle le maximum des trois courbes correspondant aux champs les plus intenses est le même. Ces couples sont, exprimés en millimètres de l'échelle des déviations :

Pour H = 4000	149 millimètres
= 7310	179,4
= 10250	181,0
= 11140	180,8

Pour ramener ces couples à leurs valeurs absolues pour l'unité de volume, il faut les multiplier par $\frac{47}{0,0494}$.

La valeur du couple maximum étant $\frac{NI_M^2}{2}$ d'après (3), on déduit de la moyenne des trois déterminations le champ démagnétisant maximum :

$$NI_M = 7300.$$

C'est cette valeur que j'ai admise comme étant la plus sûre, elle concorde bien avec l'ensemble des déterminations de la *fig.* 14, qui aurait permis d'hésiter entre 7200 et 7500.

c) L'expression du couple $C = NI^2 \sin\varphi \cos\varphi$, combinée à celle du

rapport des vitesses de rotation de l'aimantation et du champ au minimum :

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\alpha} = \frac{N+n}{n},$$

donne, pour le minimum,

$$\frac{\Delta C}{\Delta\alpha} = NI^2 \frac{N+n}{n},$$

et comme au minimum $(N+n)\,I = H$,

$$\frac{\Delta C}{\Delta\alpha} = H^2 \frac{1}{n} \cdot \frac{1}{1+\frac{n}{N}}, \qquad (4)$$

formule qui n'est plus valable quand la saturation est atteinte, parce qu'alors N et n sont indéterminés, où :

$$\frac{\Delta C}{\Delta\alpha} = \frac{H^2}{n} \qquad (4')$$

avec une grande approximation.

$\frac{\Delta C}{\Delta\alpha}$ est le coefficient angulaire au minimum de la courbe représentant les couples en fonction des azimuts, c'est-à-dire une donnée expérimentale immédiate. Si n était constant, ce coefficient angulaire croîtrait proportionnellement au carré du champ. C'est là l'origine de la variation brusque qui a servi à analyser le groupement cristallin dans le plan magnétique. On pourra donc constater à l'aide de ce coefficient angulaire la constance de n.

Les expériences au maximum montrent qu'après une valeur initiale constante n doit croître dans les champs plus élevés. On ne doit donc s'attendre à vérifier la constance de $\frac{1}{H^2}\frac{\Delta C}{\Delta\alpha}$ que pour les champs faibles. En outre, c'est le propre des erreurs expérimentales d'atténuer la brusquerie des phénomènes. Tous les petits accidents, tels que les déplacements angulaires provenant des petites cassures de la matière, la non-uniformité des champs démagnétisants, en retardant le phénomène pour certaines parties de la substance par rapport à d'autres, diminuent le maximum de $\frac{\Delta C}{\Delta\alpha}$, et pour la courbe

de l'aimantation parallèle au champ atténuent les angles rentrants. Aussi ai-je choisi parmi les échantillons dont je disposais, malgré sa moindre simplicité cristallographique, un disque donnant des phénomènes particulièrement brusques. J'ai trouvé au minimum de sa composante la plus importante

H	$\frac{\Delta C}{\Delta\alpha}$ millimètres par degré	$\frac{1}{H^2}\frac{\Delta C}{\Delta\alpha}$
562	6,0	$0{,}186 \times 10^{-4}$
1171	21,7	0,159
2005	42	0,12
3945	100	0,064
7327	52	0,0096

Le couple exercé au minimum variait donc bien d'une manière voisine de la proportionnalité au carré du champ, dans les champs faibles.

Pour comparer la rapidité du phénomène dans cette nouvelle substance à celle de l'ancienne, j'exprime pour l'une et l'autre l'accroissement du couple pour 1° en pour cent de l'amplitude totale de la variation des couples :

H	Ancienne substance	Nouvelle substance
562	5,4 0/0	16,7 0/0
1171	—	29,5
2005	9,3	34
3945	11,6	45
7327	6,9	23,7

Dans la nouvelle substance, le phénomène est environ quatre fois plus rapide que dans l'ancienne.

L'épaisseur un peu moindre du disque ne suffit pas à expliquer cette augmentation, qui aurait dû, tout au plus, réduire de moitié le champ démagnétisant dû à la forme. Le caractère accidentel du coefficient n, variable d'un échantillon à l'autre, me paraît être un argument en faveur de l'hypothèse qui attribue la susceptibilité initiale de l'échantillon à sa structure grossière.

Puisque, dans l'ancienne substance, au minimum dans les champs faibles, l'aimantation tourne environ 80 fois plus vite que le champ (voir page 495), elle doit, dans la nouvelle, tourner environ 320 fois plus vite, si, ce qui est probable, N a à peu près la même valeur.

Une contre-épreuve consisterait à conserver la structure de l'échantillon, en faisant varier ses propriétés magnétiques. C'est précisément

ce qui arrive au cours de l'étude thermique du magnétisme. Dans un travail fait en collaboration avec M. J. Kunz, qui paraîtra prochainement, nous publierons une série de courbes relevées à diverses températures représentant C en fonction de α pour une même valeur du champ. Les coefficients angulaires au minimum $\frac{\Delta C}{\Delta \alpha}$ sont les mêmes pour toutes ces courbes. C'est bien ce qui doit arriver si la grandeur de n est dépendante de la structure et non des propriétés magnétiques de la matière.

d) Au maximum, on déduit assez exactement des expériences le rapport des vitesses de rotation de l'aimantation et du champ. Il a pour expression

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\alpha} = \frac{H}{H + NI_M} \tag{5}$$

et permet par conséquent de déterminer le champ démagnétisant maximum.

e) On relève aussi directement sur la courbe expérimentale donnant C en fonction de α la valeur de $\frac{\Delta C}{\Delta \alpha}$ au maximum. Elle a pour expression :

$$\frac{\Delta C}{\Delta\alpha} = NI_M^2 \frac{H}{H + NI_M}. \tag{6}$$

Je me suis servi à plusieurs reprises des formules (5) et (6), qui sont commodes, pour des contrôles qui sont en partie équivalents à ceux que j'ai déjà indiqués et sur lesquels je n'insiste pas.

CHAPITRE V.

LE PLAN MAGNÉTIQUE.

Dès le début des mesures sur la pyrrhotine, j'ai été frappé par la très grande différence d'intensité des propriétés magnétiques dans le plan de base du prisme hexagonal et perpendiculairement à ce plan. En tenant à la main un cristal que l'on approche d'un aimant, on se rend compte de l'attraction très vive qu'il éprouve et qui disparaît quand on le tourne de façon à présenter le plan de base et perpendiculairement aux lignes de force.

Mesurant la grandeur de l'aimantation dans le plan magnétique d'une part([1]), et la différence entre l'aimantation parallèle et perpendiculaire à ce plan de l'autre, j'ai trouvé ces quantités égales.

Ayant placé, dans le goniomètre magnétique de la page 474, une sphère de pyrrhotine, dont le plan magnétique était vertical, j'ai déterminé pour tous les azimuts par rapport au champ la composante de l'aimantation parallèle au champ et la composante perpendiculaire au champ et horizontale. La *fig.* 16 montre comment la recomposition de l'aimantation résultante, à partir de ces données expérimentales anciennes et relativement peu précises, donne des points situés tous sur la trace du plan magnétique dans le plan horizontal. Chaque direction de champ fournit deux points à cause de l'hystérèse.

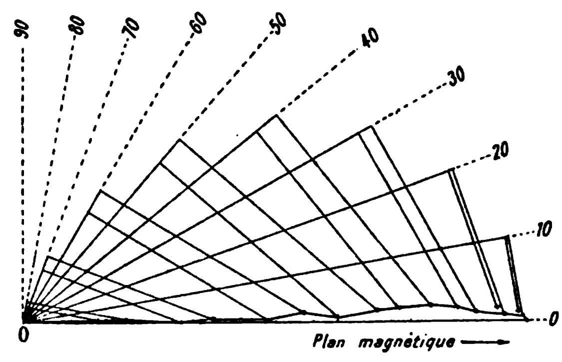


Fig. 16.

Le contrôle le plus effectif avait été obtenu en mesurant le courant induit dans une bobine placée dans le champ d'un électro-aimant, lorsqu'on y introduisait la pyrrhotine dont le plan magnétique avait été réglé perpendiculairement au champ.

Toutes ces expériences avaient été faites dans des champs relativement faibles de quelques centaines d'unités. J'ai tenté à plusieurs reprises de répéter les dernières dans des champs intenses, et je cite ici quelques-uns des résultats obtenus :

([1]) *C. R.*, t. CXXVI, p. 1099 ; 1898. — *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 542 : 1899.

Pyrrhotine normale (Morro Velho)

Aimantation dans le plan magnétique		Aimantation perpendiculaire au plan magnétique		En pour cent de l'aimantation dans le plan magnétique	
H = 5000	H = 10000	H = 5000	H = 10000	H = 5000	H = 10000
67,2 C. G. S	74,7	4,76	7,23	7,1	9,7
61,2	64,8	3,95	10,22	6,45	15,8
65,1	74,1	5,95	9,74	9,1	13,2
59,3	—	4,90	—		

Pyrrhotine anormale (Bodenmais)

54,6	57,8	7,52	11,47	13,8	19,8

L'expérience donne donc une aimantation perpendiculaire au plan magnétique assez notable. Remarquons cependant que la plupart des causes d'erreurs, les erreurs de taille des disques, les erreurs d'orientation, la courbure quelquefois observée de l'édifice cristallin, les impuretés magnétiques consistant en matières étrangères ou en pyrrhotine de plan magnétique différemment orienté, tendent à faire apparaître cette aimantation. En rapprochant cette remarque de l'allure capricieuse des résultats d'expérience, on ne peut leur attribuer une portée décisive, et on doit recourir à une autre méthode.

Elle s'est présentée d'elle-même lorsque j'ai employé la méthode du couple exercé sur la substance à la détermination de la composante de l'aimantation parallèle au champ.

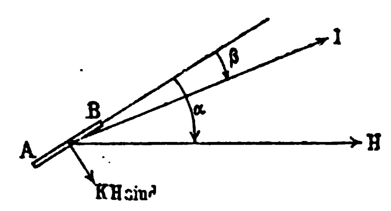


Fig. 17.

Suspendons un disque de pyrrhotine AB (*fig.* 17) dans l'appareil à aimant tournant de la page 479, son plan magnétique placé verticalement. Soient I la composante horizontale de l'intensité d'aimantation, α l'angle du champ avec le plan magnétique et C le couple exercé sur la substance. On aura, si la propriété du champ magnétique est rigoureuse :

$$C = HI \sin \alpha.$$

α étant lu sur le cercle divisé de l'aimant, I est ainsi déterminé.

Supposons maintenant que l'intensité d'aimantation s'écarte du plan magnétique d'un angle β, grâce à une faible susceptibilité k normale à ce plan. Alors :

$$\sin \beta = \frac{kH \sin \alpha}{I}$$
$$C = HI \sin(\alpha - \beta)$$

et, par suite, avec une grande approximation :

$$C = H \sin \alpha \, (I - kH \cos \alpha) ;$$

α n'a pas dépassé 10°. On peut donc, puisque kH est petit par rapport à I, écrire avec une approximation encore suffisante :

$$C = H\,(I - KH) \sin \alpha.$$

On mesurera donc, à la place de l'intensité d'aimantation réelle, une intensité d'aimantation apparente d'autant plus faible que le champ est plus intense.

Si les champs employés sont assez intenses pour produire la saturation, on observera par cette méthode ou une aimantation constante, ou une aimantation apparente décroissante, suivant que la susceptibilité normale sera ou ne sera pas nulle.

Plusieurs séries d'expériences m'ont paru confirmer d'abord la rigueur du plan magnétique. J'ai observé, par exemple, sur une substance normale de MorroVelho :

H	I (unité arbitraire)
1986	689
3930	732
7300	763
9150	768
10195	767
11040	765

Il est difficile d'atteindre la saturation dans un échantillon complexe formé de cristaux associés. On se place dans les conditions les plus favorables en dirigeant la plus grande composante parallèlement au champ. Mais l'étude des propriétés dans le plan magnétique a montré que l'obliquité de l'aimantation des plus petites composantes est alors loin d'être négligeable.

Ce que l'on observe est une aimantation apparente qui décroît avec le champ à cause de la susceptibilité normale et croît par suite de la saturation incomplète, et les deux effets peuvent se masquér mutuellement. Il est donc nécessaire de faire la correction des substances parasites par l'étude préalable du plan magnétique. Le résultat de ces opérations sur la substance 3, à laquelle se rapportent la plupart des mesures de ce travail, est contenu dans le tableau suivant et représenté dans la *fig.* 15, page 493.

H	Aimantation apparente brute	Aimantation apparente de la matière simple	Correction par $k = 314 \times 10^{-6}$	Aimantation corrigée
1992	43,2	45,9	0,6	46,5
4000	44,0	45,6	1,25	46,85
7310	44,3	44,9	2,2	47,2
10275	43,6	43,7	3,2	46,9
11140	43,4	43,6	3,5	47,1

L'aimantation apparente brute possède un maximum ; l'aimantation apparente de la matière simple, représentée par la courbe II, décroît régulièrement. La courbe I et la dernière colonne du tableau se rapportent à cette aimantation corrigée, par addition d'une quantité égale à 314×10^{-6}H et rendue ainsi sensiblement constante. On doit donc admettre que la susceptibilité normale au plan magnétique est égale à

$$k = 314 \times 10^{-6}.$$

Les champs normaux pour lesquels elle est observée sont compris entre 0 et 2000 gauss. Elle correspond à une aimantation de 0,67 0/0 de la saturation, pour 1000 gauss. Si elle restait constante dans les champs plus élevés, elle conduirait à la saturation pour un champ de 150000 gauss. Elle rend suffisamment compte, avec les causes d'erreur invoquées, des résultats des expériences d'induction (p. 501).

Dans les premières expériences sur le plan magnétique[1], j'avais estimé que, pour une pyrrhotine de Morro Velho, l'aimantation perpendiculaire au plan magnétique ne dépassait pas $\frac{1}{680}$ de l'aimantation dans ce plan. Cette évaluation reposait sur l'opinion que, dans le

(1) *C. R.*, t. CXXVI, p. 1099, 1998 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 542 ; 1899.

plan magnétique, la pyrrhotine pouvait être traitée, dans le cas de la sphère, comme une substance de susceptibilité notable, alors qu'en réalité elle était voisine de la saturation. La limite trouvée doit donc être portée à $\frac{3}{680}$. La détermination actuelle montre qu'elle n'est dépassée que pour des champs supérieurs à 650 unités.

Il est intéressant de comparer la susceptibilité du fer dans les composés faiblement magnétiques ou paramagnétiques à cette susceptibilité normale.

Si l'on attribue le magnétisme de la pyrrhotine uniquement au fer qu'elle contient, on obtiendra la susceptibilité spécifique χ du fer dans la pyrrhotine en divisant la susceptibilité par la densité du fer dans la pyrrhotine, qui est de 1,76.

On trouve :

$$\chi = 175 \times 10^{-6},$$

et pour la susceptibilité atomique :

$$a\chi = 56\chi = 0{,}0098.$$

Pour 9 composés ferreux et ferriques, la susceptibilité moléculaire $\chi \cdot m$ est, par atome de fer dans la molécule, comprise entre 0,0127 et 0,0151 (¹). Elle est égale à la susceptibilité atomique si l'on attribue les propriétés magnétiques uniquement au fer dans la molécule.

Rapprochons encore de ces données le paramagnétisme du fer et de la magnétite au-dessus de la température de perte du ferromagnétisme, déterminés par M. Curie. M. du Bois (*loc. cit.*, p. 486) définit la constante de Curie C par $\chi = C \times \Theta$, où Θ est la température absolue. La constante de Curie *atomique* pour le fer aux hautes températures est :

$$C \times a = 2{,}16,$$

et pour la magnétite, la constante de Curie *moléculaire* de la molécule Fe^3O^4 :

$$C \times m = 3 \times 2{,}17.$$

On déduit de ces deux valeurs remarquablement concordantes (²), par extrapolation, une susceptibilité paramagnétique du fer aux tem-

(¹) Du Bois, *Rapports du Congrès int. de Phys.*, t. II, p. 496; 1900.

(²) Du Bois, *loc. cit.*, p. 494.

pératures ordinaires :

$$\frac{C \times a}{293} = \chi \cdot a = 0,0074.$$

La susceptibilité atomique du fer dans la pyrrhotine, prise normalement au plan magnétique, est donc très voisine de la susceptibilité atomique du fer dans les corps paramagnétiques.

Il convient de lever une objection. Cette susceptibilité n'a été reconnue que grâce à son anisotropie. Une susceptibilité paramagnétique isotrope, superposée aux phénomènes déjà considérés, eût passé inaperçue et doit être recherchée.

Les objections qui rendent suspecte la méthode d'induction pour l'expérience de zéro ne s'appliquent pas au même titre à l'expérience analogue pour la mesure de l'intensité d'aimantation à saturation dans le plan magnétique. J'ai trouvé ainsi, en unités arbitraires, pour la même substance :

H	Aimantation brute	Aimantation de la matière simple
1450	44,75	38,4
2945	45,72	38,4
5125	46,78	38,4
5970	47,15	38,5
6980	47,46	38,4

L'aimantation est donc parfaitement constante. *La saturation exclut donc une susceptibilité paramagnétique de même direction qu'elle, du même ordre de grandeur que celle des composés faiblement magnétiques du fer.*

Si l'on craignait d'attribuer une trop grande importance à la coïncidence numérique des susceptibilités paramagnétiques reposant sur l'étude, assez exacte il est vrai, d'une seule substance, la dernière colonne de ce tableau suffirait à montrer que le ferromagnétisme et le paramagnétisme dépendent de la même cause profonde.

Remarquons enfin que, si l'on ne disposait que des champs inférieurs à 70 gauss, le phénomène serait *linéaire*, l'aimantation ne s'écartant de la ligne de facile aimantation que d'un centième tout au plus dans le plan magnétique et d'un deux-millième perpendiculairement à ce plan.

La méthode qui résulte de cette analyse des propriétés du plan magnétique a été employée à plusieurs reprises pour la détermi-

nation de la composante de l'aimantation parallèle au champ en fonction de l'azimut du champ dans le plan magnétique. Ainsi, les courbes de la *fig.* 11 et les courbes de la *fig.* 10 qui en dérivent ont été obtenues de cette manière. A cet effet, l'appareil représenté *fig.* 18 était suspendu au ressort de torsion, le petit disque *d*, gradué sur son bord conique, placé au centre du champ. Le disque de pyrrhotine, taillé parallèlement au plan magnétique, était collé sur ce petit

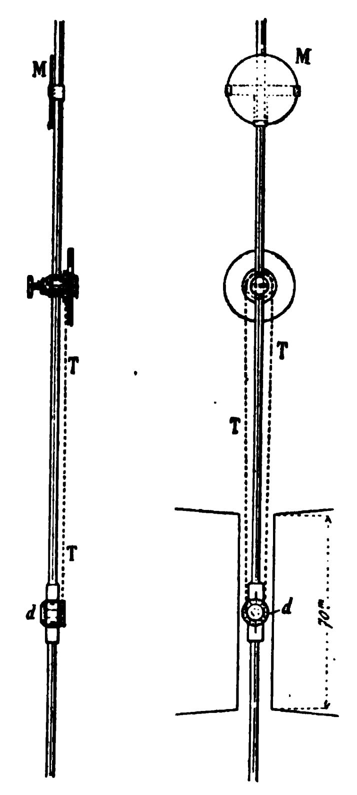


Fig. 18.

disque, que l'on pouvait faire tourner autour de son axe au moyen de la petite transmission T, sans le retirer du champ, tandis que l'on lisait sa graduation avec une loupe. L'appareil avait un frottement suffisant pour que le disque, réglé à un azimut déterminé, restât en place pendant le cours d'une expérience, consistant à observer les déviations du système suspendu au moyen du miroir M, l'aimant oc-

cupant successivement des positions écartées de $+10°$ et de $-10°$ à partir du parallélisme du champ avec le plan magnétique. Le couple mesuré a pour expression HI sin 10°, où I est la composante cherchée. Plusieurs petites corrections sont nécessaires, notamment celle de la susceptibilité normale qui a été faite avec $k = 314 \times 10^{-6}$.

Il est nécessaire, en outre, pour l'interprétation de cette méthode, de savoir si une composante du champ perpendiculaire au plan magnétique altère ou non les phénomènes dans ce plan. Le travail d'aimantation peut s'écrire, pour un cristal à trois dimensions :

$$dT = d(H_x I_x + H_y I_y + H_z I_z) - (I_x dH_x + I_y dH_y + I_z dH_z).$$

Soit XOY le plan magnétique, la condition dT différentielle exacte donne :

$$\frac{\partial I_x}{\partial H_z} = \frac{\partial I_z}{\partial H_x}, \qquad \frac{\partial I_y}{\partial H_z} = \frac{\partial I_z}{\partial H_x}.$$

Si I_z est constamment nul, c'est-à-dire si le plan magnétique est rigoureux, les phénomènes dans ce plan ne dépendent donc pas d'une composante normale H_z.

Si, comme cela est possible, la susceptibilité normale $k = \frac{I_z}{H_z}$ est constante avec une approximation suffisante, l'on a encore :

$$\frac{\partial I_x}{\partial H_z} = k\frac{\partial H_z}{\partial H_x} = 0, \qquad \frac{\partial I_y}{\partial H_z} = k\frac{\partial H_y}{\partial H_z} = 0.$$

Je n'ai rencontré aucun fait qui fût en désaccord avec cette hypothèse. Notamment quand, dans la méthode exposée ci-dessus, j'ai répété l'expérience en donnant au champ un mouvement d'amplitude moitié moindre à partir du plan magnétique, les résultats ont été concordants.

Mais, pour élucider définitivement ce point, de nouvelles expériences seraient nécessaires, pour lesquelles il faudrait, sans doute, des moyens d'investigation plus puissants.

L'indépendance des propriétés dans le plan magnétique de toute composante normale permet de généraliser la méthode d'observation que nous venons de développer. Au lieu de donner au champ des oscillations de petite amplitude de part et d'autre du plan magnétique, on lui fait décrire, en s'arrêtant de 10° en 10°, par

exemple, un tour complet, et on lit les couples correspondant à ces diverses positions. La composante du champ dans le plan magnétique passe alors de la valeur maxima H à zéro, et de zéro à — H, etc. On relève ainsi en une seule opération une courbe d'aimantation au sens habituel du mot. Le commencement OA de la courbe II (*fig.* 15), entre autres, a été déterminé de cette manière.

Détermination de l'aimantation de la pyrrhotine en valeur absolue.

Il suffit de déterminer en valeur absolue l'intensité à saturation pour pouvoir, par proportionnalité, y ramener les mesures relatives de toutes les intensités d'aimantation. L'intensité à saturation de l'échantillon qui a été l'objet des plus nombreuses expériences (substance 3) a été trouvée, par la méthode d'induction,

$$I_M = 47 \text{ unités C. G. S.}$$

Auparavant, l'aimantation de cette substance sans correction de l'obliquité des composantes parasites, dans un champ de 3800 gauss, avait été trouvée égale à 44,8 C. G. S. avec des appareils et une méthode opératoire différents.

Pour trois autres échantillons de Morro Velho que j'ai mesurés, j'ai trouvé des intensités supérieures :

63,6, 65,5, 72,8.

M. J. Kunz, de son côté, a trouvé pour des pyrrhotines de même origine des résultats compris entre 64,2 et 66,7, par la méthode des couples, en déterminant en valeur absolue la constante du ressort de torsion.

L'intensité à saturation de la pyrrhotine de Morro Velho, tout en étant toujours du même ordre de grandeur, ne semble donc pas être invariable d'un échantillon à l'autre.

L'intensité à saturation des pyrrhotines anormales est extrêmement variable, elle est comprise, pour les échantillons qui ont été l'objet de déterminations absolues, entre 18,3 et 128.

(*A suivre.*)

SUR LE DIAGRAMME ENTROPIQUE D'UN SYSTÈME FORMÉ D'UN LIQUIDE ET DE SA VAPEUR SATURÉE ;

Par M. L. MARCHIS.

Considérons un système de masse égale à l'unité formé d'un liquide et de sa vapeur saturée. Traçons dans le plan (S, T) des deux axes rectangulaires OS (entropie), OT (température absolue), le diagramme entropique de ce système correspondant à une pression P. Ce diagramme se compose :

1° D'une portion de courbe AB, montant de gauche à droite et représentant les variations avec la température de l'entropie de l'unité de masse du liquide chauffé sous la pression P ;

2° D'un segment de droite BC, parallèle à l'axe OS et relatif à la transformation du liquide en vapeur saturée sous la tension P ;

3° D'une courbe CD montant de gauche à droite et figurant en fonction de la température les variations de l'entropie de l'unité de masse de la vapeur surchauffée.

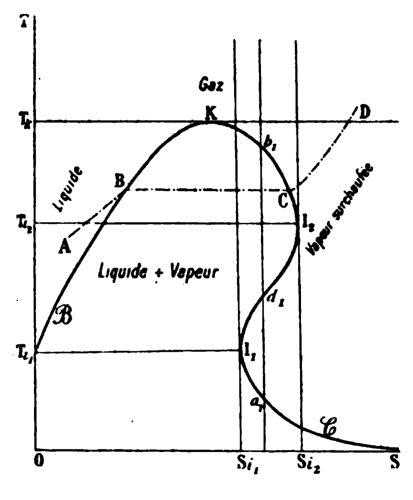


FIG. 1.

Faisons croître la pression P jusqu'à la pression critique Π, les points B et C décrivent deux courbes $\mathfrak{B}$ et $\mathfrak{C}$: la première, $\mathfrak{B}$, représente les variations de l'entropie de l'unité de masse du liquide saturé

quand la température croît jusqu'à la température critique ; la seconde, $\mathfrak{C}$, figure dans les mêmes conditions les variations de l'entropie de l'unité de masse de vapeur saturée.

La courbe $\mathfrak{B}$ monte toujours de gauche à droite ; à la température critique, elle présente une tangente parallèle à OS. Si, en effet, m est la chaleur spécifique du liquide saturé, une variation dS de l'entropie de ce liquide correspondant à une variation dT de la température est donnée par la relation :

$$(1) \qquad \frac{dT}{dS} = \frac{T}{m}.$$

Or la chaleur spécifique d'un liquide saturé est toujours positive et croît indéfiniment aux environs du point critique. L'équation (1), dont le premier membre est le coefficient angulaire de la tangente à la courbe $\mathfrak{B}$, montre bien que, pour la valeur $T = T_k$ de la température critique, ce premier membre est nul.

La courbe $\mathfrak{C}$, lieu des points C, rencontre la courbe $\mathfrak{B}$ au point critique K : en effet, la longueur BC représente le quotient $\frac{r(T)}{T}$, $r(T)$ étant la chaleur de vaporisation à la température T. Or, on sait que celle-ci est nulle à la température critique.

De plus, les deux courbes $\mathfrak{B}$ et $\mathfrak{C}$ ont au point K même tangente parallèle à OS. Si, en effet, dS' est la variation de l'entropie de l'unité de masse de la vapeur saturée correspondant à la variation de température dT, le coefficient angulaire de la tangente à la courbe $\mathfrak{C}$ a pour expression :

$$(2) \qquad \frac{dT}{dS'} = \frac{T}{m'},$$

m' étant la chaleur spécifique de la vapeur saturée. Or cette chaleur spécifique est infinie au point critique.

Il reste à étudier l'allure de la courbe $\mathfrak{C}$. C'est cette étude qui constitue, croyons-nous, la partie originale de cette note.

La chaleur spécifique m' est infinie et négative pour $T = 0$; la courbe $\mathfrak{C}$ est donc asymptote à l'axe OS.

Si la chaleur spécifique m' reste négative jusqu'à la température critique, la courbe $\mathfrak{C}$ *monte constamment de droite à gauche* (1).

(1) Tel semble être le cas de l'ammoniaque, dont la chaleur spécifique de vapeur

Mais, en général, cette chaleur spécifique présente deux points d'inversion pour des températures T_{i_1} et T_{i_2}. Dans ce cas, la courbe $\mathfrak{S}$ *monte d'abord de droite à gauche* jusqu'au point I_1, correspondant à la première température d'inversion T_{i_1} ; en ce point I_1, où m' est nul, la courbe $\mathfrak{S}$ présente une tangente verticale. Entre le point I_1 et le point I_2, qui correspond à la deuxième température d'inversion T_{i_2}, la courbe $\mathfrak{S}$ *monte de gauche à droite;* elle présente au point I_2 où m' est nul, une tangente verticale. Enfin, au delà du point I_2, jusqu'au point critique K, la courbe $\mathfrak{S}$ *monte de droite à gauche.*

Les points de la courbe $\mathfrak{S}$ compris entre I_1 et I_2 correspondent à des valeurs *positives* de la chaleur spécifique m', tous les autres points correspondant à des valeurs *négatives* de cette quantité. La portion de courbe I_1I_2 est connue pour divers corps. D'après les recherches de M. Mathias, la chaleur spécifique de la vapeur saturée d'anhydride sulfureux est positive entre 100° C. et 120° C. environ. Mais, pour d'autres corps, les limites de température entre lesquelles m' est positif sont beaucoup plus étendues : pour l'éther ces limites sont 0° C. et 120° C. ; pour le chloroforme, 80° C. et 160° C. ; pour la benzine, 140° C. et 210° C.

La forme de la courbe $\mathfrak{S}$ renseigne immédiatement sur le sens des transformations isentropiques d'une vapeur saturée dont la température varie. Si l'état de la vapeur est représenté par le point a_1 ou par le point b_1 (m' négatif), une élévation de température amène le point figuratif dans la région de la vapeur surchauffée, un abaissement de température l'amène dans la région où cette vapeur subit une condensation partielle. Au contraire, l'état de la vapeur est-il figuré par le point d_1 (m' positif), une élévation de température amène le point figuratif dans la région de condensation partielle de la vapeur, tandis qu'un abaissement de température amène ce point figuratif dans la région où la vapeur se surchauffe. Or une augmentation brusque ou une diminution brusque de volume abaisse ou élève la température d'une vapeur saturée. La forme de la courbe $\mathfrak{S}$ permet donc de se rendre compte des phénomènes de condensation et de surchauffe qui se produisent dans la détente ou la compression brusque d'une

---

saturée m' va en croissant de la valeur — 1,207 à 0° C. à — 1,201 à 50° C., puis décroît de nouveau et a la valeur — 1,075 à 70° C.

DIETERICI, *Ueber die thermischen und kalorischen Eigenschaften des Ammoniaks* [*Zeitschrift für die gesamte Kälte-Industrie*, 11e année, Heft 3 mars].

vapeur saturée, suivant que, dans les conditions où se trouve cette vapeur, sa chaleur spécifique est positive ou négative.

APPAREIL POUR L'OBSERVATION ET L'ENREGISTREMENT AUTOMATIQUE DES ORAGES;

Par M. A. TURPAIN (1).

Cet appareil, qui est en expérience à l'Observatoire météorologique du Puy-de-Dôme, réalise le dispositif suivant :

Une série de sept cohéreurs de sensibilités différentes sont en relation avec l'antenne. Un seul des cohéreurs, le plus sensible, est en circuit fermé sur un relais Claude. Les six autres, de sensibilités graduellement croissantes, sont en circuits ouverts. Leurs sensibilités, qui se trouvent de ce fait diminuées (2), restent *relativement* les mêmes.

Lorsqu'une décharge atmosphérique impressionne l'appareil, le cohéreur en circuit (cohéreur de démarrage) fait naître un courant qui sert à déclencher l'appareil. Un commutateur tournant, entraîné par un poids, peut alors effectuer un tour complet et revient au repos (position d'enclenchement).

Pendant que le commutateur tourne, la relation de l'antenne avec les cohéreurs se trouve supprimée. L'influence de décharges atmosphériques qui viendraient troubler l'enregistrement est ainsi évitée. La durée de la rotation du commutateur est d'ailleurs réduite au minimum.

En effectuant sa rotation complète, le commutateur produit les opérations suivantes :

1° Interrogation des six cohéreurs de sensibilités graduées qui, introduits successivement dans le circuit d'un galvanomètre très sensible, permettent d'enregistrer photographiquement les élongations successives du galvanomètre sur une plaque sensible mobile;

2° Décohésion des cohéreurs sur lesquels un frappeur agit pendant un temps suffisant;

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 17 juin 1904.

(2) *Sur le fonctionnement des cohéreurs associés* (Soc. fr. de Physique, séance du 19 février 1904).

3° Envoi d'un courant de contrôle dans le galvanomètre (de sens contraire aux courants d'enregistrement), par l'intermédiaire des cohéreurs. Ce courant permet de s'assurer que la décohésion des cohéreurs s'est bien produite et que les enregistrements suivants pourront entrer en ligne de compte.

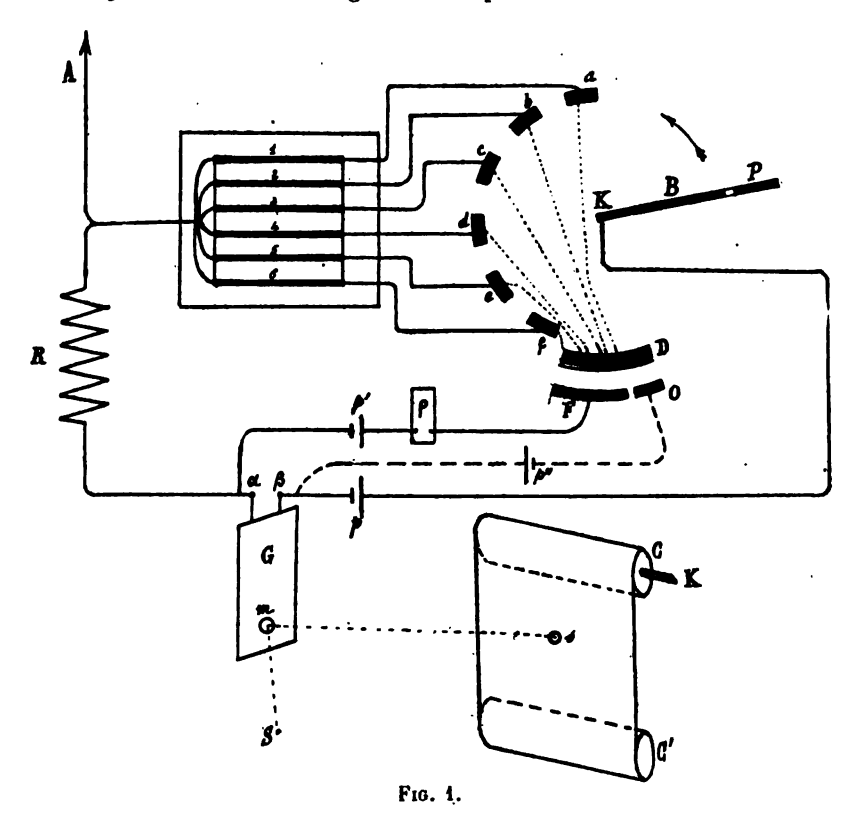


Fig. 1.

L'intensité des décharges électriques d'origine atmosphérique se trouve ainsi automatiquement et successivement enregistrée par le nombre et la valeur des élongations inscrites. L'observation des décharges et la détermination de leur intensité en fonction du temps est ainsi rendue possible, à distance, au cours d'un orage.

Un enregistreur Richard permet d'inscrire l'époque des décharges successives.

La *fig.* 1 donne un schéma du dispositif.

NOTE SUR LA DOUBLE RÉFRACTION ACCIDENTELLE DE LA LUMIÈRE DANS LES LIQUIDES;

(Deuxième note.)

Par M. S. ZAREMBA.

Je demande la permission aux lecteurs du *Journal de Physique* de répondre en quelques mots aux critiques que M. Natanson adresse, dans un article récent (1), à l'objection que j'avais faite (2) à la théorie développée dans son travail : « Sur une particularité de double réfraction accidentelle dans les liquides pouvant servir à la détermination de leur temps de relaxation (3). »

M. Natanson estime que j'ai considéré à tort les composantes de la tension du liquide au lieu d'avoir envisagé ce qu'il appelle « les composantes de la déformation véritable ».

J'étais parfaitement en droit de le faire à cause des relations qui, suivant la théorie de M. Natanson, lient entre eux ces deux ordres d'éléments, et cela est d'autant plus vrai que la signification physique des « composantes de la déformation véritable » dérive précisément des relations dont je viens de parler et que, s'il y a quelque vraisemblance à admettre qu'en un point quelconque d'un liquide en mouvement les axes optiques coïncident avec ceux de la « déformation véritable », c'est précisément parce que, en vertu des relations précédentes, ces axes coïncident avec ceux de la quadrique directrice des efforts relative au point considéré.

Sans insister davantage sur ce point qui, on le reconnaîtra dans un instant, ne concerne pas le fond de mon objection, je me bornerai à faire remarquer que je tenais surtout à mettre en évidence la conclusion générale énoncée à la fin de ma note ; je devais donc éviter d'introduire, sans nécessité, des notions qui auraient exigé, de la part du lecteur, de pénibles recherches dans plusieurs mémoires.

Il est évident que les considérations que j'ai développées dans une note au sujet de la formule :

$$\text{cotang}\, 2\chi = \frac{H - P}{2Q},$$

(1) Ce vol., p. 183.
(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 606 ; 1904.
(3) *Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie*, janvier 1904.

sont applicables, sans aucun changement, à la formule :

$$\text{cotang}\, 2\chi = \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_q}{-\gamma_{rq}},$$

considérée par M. Natanson [formule (1), p. 185, livraison de mars 1905 de ce journal].

Voyons quelle est l'erreur à la suite de laquelle M. Natanson arrive, en partant de cette formule, à un résultat opposé à celui que j'ai obtenu. A cet effet, reportons-nous aux équations (II) et (III) de M. Natanson (ce journal, mars 1905, p. 187). Les équations (II) sont celles qui conduisent à la formule que j'ai critiquée, tandis que les équations (III), lesquelles ne se distinguent des équations (II) que par les termes complémentaires φ_{xy} et ψ_{xy}, sont les équations que M. Natanson regarde comme rigoureusement exactes. L'hypothèse la plus favorable que l'on puisse faire au sujet des équations (II) de M. Natanson est la suivante : les seconds membres de ces équations sont les termes linéaires de certaines séries entières par rapport aux quantités

(1) $$\vartheta, \quad \varepsilon_r, \quad \varepsilon_q, \quad \gamma_{xy}.$$

Donc tout ce qu'il serait permis d'admettre au sujet des quantités φ_{xy} et ψ_{xy} se réduit à ceci : ces quantités sont, par rapport aux quantités (1), de degré supérieur au premier. Or, si petites que soient les quantités (2), il ne résulte nullement de là et de ce que les quantités Φ_{xy} et Ψ_{xy}, seconds membres des équations π, sont linéaires par rapport aux quantités (1), que les termes complémentaires φ_{xy} et ψ_{xy} soient, comme l'admet M. Natanson, « toujours très petits » par rapport à Φ_{xy} et Ψ_{xy}. Dès lors M. Natanson est dans l'erreur quand il croit pouvoir affirmer (p. 190) que la quantité B est de l'ordre de ϑ. D'autre part, c'est parce qu'il regarde la quantité B comme étant de l'ordre ϑ^3 qu'il arrive à un résultat différent de celui que j'avais obtenu.

Suivant M. Natanson, les expériences de M. Zakvrewski auraient confirmé sa formule. Cela serait vrai si le temps de relaxation des liquides étudiés par M. Zakvrewski avait été déterminé indépendamment de la formule de M. Natanson ; mais, comme il n'en est pas ainsi, il ne peut être question d'une confirmation de sa formule par les expériences auxquelles il fait appel.

J'estime que la question en litige entre M. Natanson et moi, ques-

tion très simple au fond, ne comporte pas de plus amples développements et, quant à moi, je regarde la discussion comme close.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XIV, n° 10; 1904.

H. ZAHN. — Ueber die galvanomagnetischen und thermomagnetischen Effekte in verschiedenen Metallen (Effets galvanomagnétiques et thermomagnétiques dans quelques métaux). — P. 886-935.

Les quatre effets galvanomagnétiques et thermomagnétiques transversaux existent non seulement dans le bismuth et l'antimoine, mais aussi dans le nickel, le fer et le cobalt et, pour certains d'entre eux, on a pu mesurer le coefficient de température entre 15-35°.

Dans le charbon, on a trouvé seulement l'effet galvanomagnétique; dans le cuivre, seulement l'effet thermomagnétique.

D'après les résultats variables obtenus avec des bismuths de provenance différente, il semble que des traces de substances étrangères, trop faibles pour être décelées par l'analyse chimique, influent d'une manière notable sur ces effets. Cette influence ne se fait pas sentir sur les autres métaux.

L'expérience confirme la théorie de Drude, quant à l'ordre de grandeur des coefficients, mais non quant à leur valeur numérique.

M. Lamotte.

M. TOEPLER. — Zur Kenntniss der negativen Streifenentladung (Contribution à l'étude de la décharge négative en auréole). — P. 962-972.

Cette forme de décharge se produit sur les cathodes d'une certaine étendue, notamment sur les cathodes sphériques.

Si on construit les caractéristiques, c'est-à-dire des courbes dont les abscisses sont proportionnelles aux distances des électrodes et les ordonnées aux différences de potentiel, on trouve que :

Les caractéristiques relatives à des cathodes de dimensions différentes se coupent ;

L'intensité du courant de décharge dépend, pour une même diffé-

rence de potentiel, des dimensions de la cathode, si celle-ci est sphérique ; l'intensité croît d'abord avec le rayon de la sphère et atteint un maximum ;

A chaque différence de potentiel correspond une intensité maximum déterminée.

On peut expliquer ces phénomènes en supposant que le nombre de véhicules électriques disponibles dans chaque élément de volume est proportionnel à l'excès du champ électrique régnant dans cet élément sur une valeur limite inférieure.

M. Lamotte.

F. HODSON. — Resonanz versuche über das Verhalten eines einfachen Kohärers (Propriétés d'un cohéreur simple : expériences de résonance). — P. 973-994.

Un cohéreur à un seul contact se comporte comme un conducteur ou comme une capacité finie selon les circonstances. Il joue le rôle d'un conducteur quand la résistance initiale est inférieure à 1000 ohms, sa résistance réduite à 1 ohm et que les ondes ont une longueur supérieure à 40 mètres. Il joue le rôle de capacité finie, quand sa résistance réduite est plus grande que 10 ou 15 ohms.

Un cohéreur à contacts multiples se comporte comme un conducteur quand sa résistance réduite est de 1 ohm par chaque contact.

La résonance est beaucoup moins nette quand la résistance finale du cohéreur est grande, moins nette aussi quand le circuit du cohéreur est ouvert.

M. Lamotte.

K.-R. JOHNSON. — Zur Nernst Planck'schen Theorie über die Potentialdifferenz zwischen verdünnten Lösungen (Différence de potentiel entre des dissolutions étendues d'après la théorie de Nernst et Planck). — P. 995-1030.

Planck avait calculé cette différence de potentiel en supposant que tous les ions ont la même valence ; l'auteur étudie le cas où ces valences sont différentes.

M. Lamotte.

L. HERMANN et M. GILDEMEISTER. — Weitere Versuche über elektrische Wellen in Systemen von hoher Kapazität und Selbstinduction (Suite des expériences sur les ondes électriques dans les systèmes de grande capacité et de grande self-induction). — P. 1031-1035.

Comme dans les précédentes expériences, la vitesse de propagation croît lorsque la force électromotrice devient très grande.

M. Lamotte.

A. HEYDWEILLER. — Zur Theorie der magnetoelastischen Wechselbeziehung (Sur la théorie des relations réciproques entre l'élasticité et le magnétisme. Réponse à M. Gans). — P. 1036-1038.

Max ABRAHAM. — Kritik der Erwiderung des Hrn. W. Wien (Critique de la réponse de M. Wien). — P. 1039-1040.

D'après M. Abraham, le théorème de Poynting (sur le rayonnement de l'énergie électromagnétique) n'est pas applicable à une surface en mouvement.

M. Lamotte.

T. XV, n° 11 ; 1904.

A.-A. ROOB. — Beitrage sur Theorie des Zeemaneffektes (Contribution à la théorie du phénomène de Zeeman). — P. 107-146.

Étude mathématique du phénomène de Zeeman, prenant comme point de départ la théorie des électrons.

W. HEBHLER. — Fluidität und Leitfähigkeitseiniger konzentrierter wässeriger Salzlösungen unter 0° (Viscosité et conductibilité des solutions concentrées des sels dans l'eau au-dessous de 0°). — P. 157-174.

Ces solutions de chlorure et d'iodure de potassium, de sulfocyanure et d'acétate de potassium, de mélanges d'azotate de potassium et de sulfocyanure d'ammonium, d'azotate d'ammonium et de sulfocyanure de potassium, de chlorure de calcium, avaient une concentration de 30 0/0. La dernière a été étudiée jusqu'à — 34°, les autres jusqu'à — 21°.

Les courbes représentant la fluidité et la conductibilité en fonction

de la température semblent converger vers un même point de l'axe des abscisses, et la position de ce point coïncide sensiblement avec celle qu'on déduit des formules empiriques proposées. Exception doit être faite pour les mélanges d'iodure de potassium et d'acétate de sodium.

M. Lamotte.

A. WINKELMANN et A. STRAUBEL. — Ueber die Einwirkung der Röntgenstrahlen auf Flusspat (Action des rayons de Röntgen sur la fluorine). — P. 174-178.

Radeboldt (*Inaug. Diss. Rostock*, 1903) a obtenu des résultats qui diffèrent de ceux qu'ont signalés les auteurs dans leur premier travail. Ils ont répété ces expériences et étudié la nature des rayons émis par la fluorine en leur faisant traverser des verres de nature diverse, qui laissent passer, les uns les rayons visibles, les autres aussi les rayons ultra-violets. Ces nouvelles expériences ont confirmé les premières : la plupart des rayons émis par la fluorine appartiennent à l'ultra-violet et présentent un maximum d'intensité vers 280 $\mu\mu$.

M. Lamotte.

A. HEYDWEILLER. — Zur Bestimmung der Selbstinduktion von Drahtspulen (Sur la détermination de la self-induction des bobines). — P. 179-183.

Le dispositif comprend un commutateur tournant avec un compteur de tours, ou un interrupteur quelconque, pourvu que sa fréquence soit régulière et mesurable ; un ampèremètre sensible à courant continu sans self-induction, une batterie d'accumulateurs et une résistance sans self-induction égale à la résistance de la bobine.

La méthode consiste à déterminer le retard apporté à l'établissement du courant par la self-induction ; on y parvient en mesurant l'intensité du courant quand le commutateur est immobile, quand il tourne et que la bobine, puis la résistance sans induction, sont en circuit, et, d'autre part, la fréquence des interruptions. Les équations des courants variables permettent ensuite de calculer la self-induction cherchée.

M. Lamotte.

G. HIMSTEDT et G. MEYER. — Ueber die Bildung von Helium aus der Radium-emanation (Formation d'hélium par l'émanation du radium). — P. 184-192.

Dans un tube renfermant du bromure de radium, sur lequel on a fait le vide plusieurs fois, même au rouge, l'analyse spectrale décèle la présence de l'hélium, au bout d'un temps plus ou moins long.

M. Lamotte.

V. ROTHMUND et A. LESSING. — Versuche mit elektrolytischen Wellendetektor (Expériences avec le détecteur d'ondes électrolytique). — P. 193-213.

Une pointe de platine servant d'électrode dans un voltamètre à eau acidulée se comporte comme un cohéreur. Quand la différence de potentiel atteint 4 volts, l'effet ne se produit que si la pointe est anode au-dessous de cette limite; il est indifférent qu'elle soit anode ou cathode. L'expérience réussit d'ailleurs avec d'autres électrolytes et d'autres métaux que le platine.

Si la pointe de platine forme le pôle d'une pile, les ondes électriques provoquent une augmentation du courant et de la force électromotrice.

La sensibilité est d'autant plus grande que la pointe se polarise plus facilement.

L'explication la plus probable, c'est que les ondes favorisent la dépolarisation.

M. Lamotte.

E.-G. BAUSENWEIN. — Aenderung des Peltiereffektes mit der Temperatur (Variation de l'effet Peltier avec la température). — P. 213-224.

Les courbes qui représentent le pouvoir thermoélectrique des couples Fe-Cu, Fe-Ag paraissent présenter un point d'inflexion vers 700°.

Les courbes qui représentent l'effet Peltier ont une forme parabolique dans leur première portion : l'effet s'annule avec $\frac{dE}{dT}$, conformément à la théorie de Thomson, et prend ensuite des valeurs négatives.

D'après les nombres donnés jusqu'ici, $\frac{dE}{dT}$ a la même valeur absolue

à 20° et 570° (soit à 293° et 843° dans l'échelle thermodynamique); les effets Peltier à ces deux températures devraient être à peu près dans le rapport de 13; et on trouve que ce rapport n'est que 1 : 1/2.

M. Lamotte.

T. XV, n° 12: 1904.

G.-E. LEITHAUSER. — Ueber den Geschwindigkeitsverlust welchen die Kathodenstrahlen beim Durchgang durch dünne Metallschichten erleiden und über die Ausmessung magnetischer Spektren (Perte de vitesse subie par les rayons cathodiques en traversant des feuilles de métal mince, et mesure de spectres magnétiques). — P. 283-306 [1].

Un faisceau de rayons cathodiques homogènes, en traversant une feuille d'aluminium battu, devient hétérogène; il s'étale sous l'action du champ magnétique, en même temps que la déviation augmente. Il a donc subi une perte de vitesse. On peut se faire une idée de la grandeur relative de cette perte dans les diverses parties du faisceau, en étudiant l'intensité de la fluorescence provoquée par ce faisceau sur un écran de sulfure de calcium. Cette intensité est d'abord à peu près proportionnelle à celle du courant, pour un potentiel de décharge constant, puis croît un peu plus lentement. A intensité de courant égale, l'éclat de la fluorescence augmente d'abord plus vite que la différence de potentiel de décharge, puis à peu près proportionnellement à cette différence, et enfin croît moins vite.

S'appuyant sur ces résultats, on peut déterminer la répartition du courant dans le spectre magnétique du faisceau qui a traversé la feuille d'aluminium.

Si la différence de potentiel est telle que les rayons soient peu pénétrants, le maximum de densité du courant est déplacé du côté des vitesses plus faibles; cette densité est très petite pour les grandes vitesses.

La répartition de la densité varie, d'autre part, avec la différence de potentiel de décharge; le maximum de densité se rapproche des rayons de vitesse maximum.

Si on fait varier l'épaisseur de la feuille de métal, on retrouve les mêmes courbes de répartition, mais pour des valeurs différentes du potentiel.

M. Lamotte.

(1) Cf. Seitz, *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 262; 1902.

Otto BERG. — Zur Messung der absorptionelektrischer Wellen (Mesure de l'absorption des ondes électriques). — P. 307-328.

Les ondes sont envoyées simultanément dans deux circuits secondaires, formés de fils parallèles. Sur l'un de ces circuits, les fils traversent une cuve renfermant le liquide dont on mesure l'absorption. A l'extrémité des circuits sont disposés deux éléments thermoélectriques qui permettent de déterminer le rapport des intensités des ondes dans les deux circuits. A cet effet, les deux éléments sont montés en opposition, et on mesure par une méthode de compensation la différence de leurs forces électromotrices : d'où on déduit l'absorption.

M. Lamotte.

W. FEUSSNER. — Zur Berechnung der Stromstärke in netzförmigen Leitern (Calcul de l'intensité du courant dans les réseaux de conducteurs). — P. 385-394.

Procédé algébrique pour calculer les déterminants qui figurent dans l'expression de l'intensité.

M. Lamotte.

A. SCHMIDT. — Werte der erdmagnetische Elemente zu Potsdam für die Jahre 1902 und 1903 (Valeurs des éléments magnétiques terrestres à Potsdam en 1902 et 1903). — P. 395-400.

		1901	1902	1903
Déclinaison	D	— 9° 52,1′	— 9° 48,0′	— 9° 43,8′ O.
Inclinaison	I	+ 66° 22,8′	+ 66° 20,8′	+ 66° 20,8′ O. N.
Composante horizontale	H	0,18861	0,18873	0,18876 gauss.
— nord	X	+ 0,18582	+ 0,18597	+ 0,18605 N.
— est	Y	— 0,03233	— 0,03212	— 0,03190 O.
— verticale	Z	+ 0,43128	+ 0,43090	+ 0,43068
Intensité totale	F	0,47072	0,47042	0,47022

M. Lamotte.

B. WALTER. — Ueber die Erzeugung sehr hoher Spannunger durch Wechselstrom (Production de tensions très élevées avec le courant alternatif). — P. 407-412.

D'après l'auteur, les bobines d'induction ayant un grand nombre de spires ont l'avantage de donner leur longueur d'étincelle maximum pour une intensité primaire moindre.

On peut faire fonctionner un tube de Crookes dans de bonnes conditions avec un courant alternatif simple, en mettant en dérivation sur le tube une soupape électrique, pointe et plaque. Il faut en outre mettre en série avec cette soupape une très grande résistance, eau distillée, par exemple; autrement l'air, fortement ionisé par l'étincelle, laisse passer le courant dans la soupape aussi bien dans les deux sens.

M. LAMOTTE.

A. HEYDWEILLER. — Ueber die Villarische Wirkung beim Nickel (Sur l'effet Villari dans le nickel. Réponse à MM. Honda et Shimizu). — P. 415-418.

L'auteur maintient l'existence de l'effet Villari dans le nickel.

M. LAMOTTE.

R. GANS. — Zur weiten Heydweillerschen Kritik meiner Formeln betreffend a « Magnetostriktion ferromagnetischer Körper » (Réponse à la deuxième critique de M. Heydweiller au sujet de mes formules relatives à la magnétostriction des corps paramagnétiques). — P. 418-422.

M. LAMOTTE.

P. LENARD. — Ueber sekundare Kathodenstrahlung in gasförmigen und festen Korper (Rayonnement cathodique secondaire dans les corps gazeux et les corps solides). — P. 485-509 (1).

L'écran fluorescent est placé parallèlement à la direction des rayons primaires. Le diaphragme D, la gaine H et la toile métallique E restent toujours au potentiel du sol, de sorte que le potentiel négatif de l'électrode irradiée U définit la vitesse des rayons primaires de E en D.

Dans le vide, l'écran Φ est porté à un potentiel de 2000, 3000 ou 4000 volts. Pour $U = 0$, on observe sur le bord de l'écran le plus rapproché du diaphragme une tache fluorescente l un peu allongée, assez brillante et à contours assez nets. Si on porte le potentiel U de 0 à 70 volts, cette tache pâlit peu à peu et, en même temps, il apparaît en son milieu une tache plus petite, p, qui finit par devenir très brillante. Quand $U = 100$ volts, la tache l disparaît, et il ne reste plus

(1) Cf. *J. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 553; 1895 et 4e s., t. III, p. 48 et 453 ; 1904.

que la tache p. A mesure que U augmente, cette tache p s'agrandit, prend une forme elliptique et s'éloigne du bord de l'écran. Quand U atteint 1000 volts, une nouvelle tache s, très pâle, apparaît dans la position où se trouvait d'abord l.

Si l'écran Φ n'est pas électrisé, il est impossible d'obtenir les taches l et s ; on peut seulement observer la tache p en faisant dévier les rayons primaires par un champ magnétique.

Il faut conclure de ces observations que p est la tache produite par les rayons primaires, qui sont attirés par l'écran électrisé, d'autant plus attirés et par suite plus concentrés que leur vitesse est moindre. Les taches l et s proviennent de rayons très lents : l est produit par les rayons cathodiques émis par la toile métallique E sous l'influence des rayons violets. Quant à la tache s, il faut l'attribuer au rayonnement secondaire dans les traces de vapeur qui restent dans le tube.

D'après la forme et la grandeur des taches l et s, on doit admettre que les rayons lents convergent en un point situé entre D et Φ et divergent ensuite.

La présence d'un gaz en quantité appréciable provoque quelques modifications des phénomènes.

La tache s est beaucoup plus brillante et est visible déjà pour des vitesses de rayons primaires beaucoup moindres. La tache l, au contraire, est plus pâle que dans le vide : elle ne provient donc pas de rayons secondaires, elle pâlit de plus en plus et finit par disparaître quand la pression du gaz augmente, parce que les rayons qui la suscitent sont de plus en plus absorbés.

L'éclat de la tache s augmente d'abord quand la vitesse des rayons primaires augmente, puis diminue. L'émission secondaire dans le gaz passe ainsi par un maximum pour une certaine valeur de la vitesse primaire, valeur qui n'est pas très grande.

Ce résultat n'est pas en désaccord avec les précédents, obtenus dans des conditions expérimentales différentes où l'absorption des rayons primaires par le gaz se faisait sentir davantage.

Corps solides. — Si on place sur le trajet des rayons primaires une petite lame de cuivre, on voit apparaître sur l'écran fluorescent une nouvelle tache. Cette tache disparaît quand le potentiel U est réduit à zéro ; elle n'est pas due par conséquent à des rayons ultraviolets venant rencontrer la lame, ou à l'action du champ électrique entre la lame et l'écran. Elle ne provient pas non plus d'une

réflexion des rayons primaires, car elle disparaît quand le potentiel P de l'écran est nul. D'ailleurs, on ne constate jamais de réflexion régulière de ces rayons.

La disparition de la tache quand P = 0 prouve que les rayons qui la produisent sont très lents ; la manière dont ils sont influencés par un champ électrique ou un champ magnétique confirme cette manière de voir.

En résumé, ce rayonnement secondaire montre une analogie parfaite avec l'émission actino-électrique.

L'intensité de ce rayonnement (évaluée d'après l'éclat de fluorescence) augmente d'abord avec la vitesse des rayons primaires rapidement (de U = 100 à U = 500 volts), puis plus lentement (jusqu'à U = 1000), reste à peu près constante (de U = 1000 à U = 2000), puis décroît, en sorte que, pour U = 4000, la fluorescence est beaucoup moins vive que pour U = 2000 ou 1000 volts. L'émission paraît d'ailleurs être la même, que la surface du cuivre soit nue ou recouverte de la matière phosphorescente.

Dans le cas du platine, la vitesse des rayons primaires qui donne le maximum d'émission secondaire est voisine de 400 volts.

Les vitesses initiales des rayons secondaires sont très peu supérieures à celles des rayons dus à l'action actino-électrique ; il en est de même pour les rayons secondaires des gaz.

L'angle d'incidence des rayons primaires sur le métal n'a pas d'influence appréciable sur l'émission secondaire : la vitesse de cette dernière est la même pour l'incidence normale et pour une incidence quelconque. Il est donc peu probable que l'énergie du rayonnement secondaire soit empruntée à celle du rayonnement primaire : une analogie de plus avec le phénomène actino-électrique.

Le cuivre poli ou mat donne les mêmes résultats ; la mousse de platine est beaucoup moins active que le platine poli, le noir de fumée encore moins.

L'oxyde de cuivre noir mat est à peu près aussi actif que le platine poli, mais nettement moindre que le cuivre poli. L'aluminium, passé à l'émeri, est, parmi les corps étudiés, le plus actif.

Conclusions. — Le passage des rayons cathodiques à travers la matière, quel que soit l'état physique, entraîne l'émission de quantums enlevés aux atomes. Les vitesses de cette émission sont relativement minimes, et leur direction ne paraît pas avoir de rapport marqué avec la direction des rayons primaires ou des surfaces rencontrées.

Le nombre des quantums peut être très considérable dans les circonstances favorables.

Ce phénomène doit jouer un rôle important dans tous les cas où les rayons cathodiques rencontrent la matière. Par suite, ils ont certainement influé sur toutes les observations et les mesures dans lesquelles on a étudié l'action réciproque des rayons cathodiques et de la matière. Il n'était pas possible d'en tenir compte avant d'en connaître les lois; établir ces lois, au moins dans une première approximation, était le but de ce travail. M. LAMOTTE.

E. GERCKE. — Ueber den Einfluss von Glaswänden auf die geschichtete Entladung in Wasserstoff (Influence des parois de verre sur la décharge stratifiée dans l'hydrogène). — P. 509-531.

La distance l entre deux stratifications ne dépend pas seulement de la densité d du courant : elle dépend aussi de la distance et de la nature des parois du tube. Et même on peut dire que ces parois jouent un rôle prépondérant.

Les stratifications proviennent de régions annulaires de la paroi, chargées négativement et qui jouent le rôle de cathodes secondaires. M. LAMOTTE.

E. KOHL. — Ueber die elektromagnetische Energie der Elektronenbewegung (Energie électromagnétique dans le mouvement des électrons). — P. 531-542.

L'auteur donne les formules qui représentent cette énergie électromagnétique en tenant compte des mouvements de translation et de rotation des électrons.

Dans les champs de force ordinaires, la rotation est négligeable; c'est seulement dans des champs très hétérogènes, lorsque les véhicules de l'électricité sont aussi de dimensions moléculaires, qu'il y a lieu de faire intervenir cette rotation. M. LAMOTTE.

E. BRUNNER. — Zur Kenntnis der Elektrizitätszerstreuung in erhitzter Luft (Contribution à l'étude de la déperdition électrique dans l'air chauffé). — P. 554-572.

Jusque vers 500°, la vitesse de déperdition ne dépend pas sensiblement de la température. Mais, à partir d'une certaine température, différente en général pour la déperdition positive et la déperdition

négative, la vitesse croît très rapidement; elle double environ pour une élévation de 15°.

Cette vitesse varie beaucoup avec la nature du conducteur électrisé et l'état de sa surface. Les métaux neufs (platine, argent, laiton) laissent perdre l'électricité négative beaucoup plus vite que s'ils ont été chauffés longtemps; dans ce dernier cas, la vitesse de déperdition est la même pour les deux électricités. La chaux, l'oxyde de cuivre, l'hydrogène accroissent la vitesse de déperdition positive, sans influer sur la déperdition négative; à température élevée, c'est l'inverse pour la chaux et l'hydrogène. L'oxyde de zinc fait croître un peu la déperdition négative.

M. Lamotte.

A.-W. GRAY. — Ueber einen automatischer Kommutator und Galvanometerschlüssel zum Messen periodisch wiederkehender Erscheinungen (Commutateur et interrupteur de galvanomètre automatique pour la mesure des phénomènes périodiques). — P. 596-601.

A.-W. GRAY. — Ein automatischer Potentialregulator (Régulateur de potentiel automatique). — P. 602-605.

A.-W. GRAY. — Ueber die Ozonisierung des Sauerstoffs in dem Siemensche Ozongenerator (Ozonisation de l'oxygène dans l'ozoniseur Siemens). — P. 606-615.

Contrairement à ce qu'avaient donné les premières expériences [1], on observe un accroissement du rendement en ozone par coulomb, quand on supprime la résistance entre l'ozoniseur et le sol.

M. Lamotte.

K.-A. HOFMANN, L. GONDER et V. WOLFL. — Ueber induzierte Radioaktivitat (Sur la radioactivité induite). — P. 615-632.

On n'a pas réussi à isoler de l'uranium des substances inactives d'une manière permanente. Tous les produits obtenus sont actifs et possèdent au même degré l'activité α et l'activité β. L'uranium doit donc être considéré comme un élément radioactif en lui-même.

Une certaine quantité de carbonate double d'uranium et d'ammonium a été débarrassée de toutes les matières actives que précipitent l'hydrogène sulfuré, le sulfure d'ammonium et l'acide oxa-

[1] *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 713; 1904.

lique. La liqueur filtrée ne pouvait contenir ni plomb, ni tellure, ni bismuth actif. On en extrayait l'urane à l'état d'azotate. Cet azotate était dissous dans l'eau en petite quantité, et on laissait dans cette dissolution, pendant quatre semaines, la substance qu'on voulait activer; on l'en séparait ensuite par les méthodes ordinaires de l'analyse.

Le baryum précipité à l'état de sulfate possède, aussitôt après des siccation, l'activité α et l'activité β, environ 3 fois plus que le sesquioxyde d'uranium. Au bout de huit mois, il n'a conservé qu'une trace d'activité α. Le plomb, en sulfate ou en sulfure, le bismuth, en sulfure ou oxychlorure, prennent à peu près la même activité que l'urane. Au bout de six semaines, l'activité α est à peu près disparue, l'activité β réduite de moitié environ.

L'oxyde de thorium, extrait de la gadolinite, devient très actif et d'une manière permanente. Le cérium, le lanthane, le didyme, l'erbium, précipités sous forme d'oxalate, ne sont guère plus actifs que l'urane; de même le calcium et le strontium. Conservés en vase clos, ils perdent d'abord l'activité β, mais manifestent encore une action sur l'électroscope au bout de plusieurs mois.

Le platine, le palladium, le mercure, précipités à l'état de sulfure après avoir séjourné deux mois dans la dissolution de sel d'uranium, n'ont acquis que le 1/5 environ de l'activité de l'urane.

L'or, le tellure, le fer, le titane, l'aluminium, le zircone, la glucine restent inactifs.

Le degré d'activité obtenu varie plus d'un métal à l'autre que d'un sel à un autre sel du même métal. La substance active paraît donc se fixer sur l'atome du métal et déjà, dans la dissolution, sur l'ion même.

Si on répète les mêmes expériences en remplaçant le sel d'uranium par du chlorure de baryum radifère, on trouve que le plomb devient beaucoup plus actif que le palladium et l'iridium.

Les résultats sont fort différents si on active les métaux par des sels de plomb ou de bismuth radifères. L'iridium, le palladium, le rhodium, le platine sont activés fortement, quand ils sont restés dissous à l'état de chlorures pendant trois semaines et précipités ensuite par l'hydroxylamine.

L'activité α de l'iridium est beaucoup plus grande que celle de la dissolution, cent fois environ, et devient plus grande encore quand on augmente la concentration du sel de plomb par rapport à l'iri-

dium. Cette augmentation est un argument en faveur de l'hypothèse d'après laquelle l'activité α serait due à une substance matérielle.

L'activité β se perd presque complètement pendant les six premières semaines, l'activité α seulement au bout d'un an environ. Ces deux propriétés sont donc indépendantes.

Le bismuth devient actif dans les dissolutions de plomb radifère : l'activité β se perd dans les premières semaines; l'activité α est encore très appréciable au bout d'un an.

Si le bismuth est en excès, l'activité du sel de plomb diminue, ou même disparaît ; mais elle réapparaît au bout de quelques jours et finit par reprendre sa valeur initiale.

Ce réveil de l'activité est indépendant des corps ambiants : il faut donc en chercher l'origine dans la substance elle-même.

Le tellure acquiert dans des conditions analogues une activité égale à 15 fois celle de l'urane; le baryum devient actif à peu près comme l'urane, le calcium et le strontium beaucoup moins; ces derniers acquièrent seulement l'activité α.

D'après ces résultats différents obtenus pour les mêmes métaux avec les sels d'uranium et ceux du plomb radifère, on est conduit à penser que les substances actives émanées de l'uranium diffèrent de celles émanées du plomb, en particulier par leur affinité pour les divers métaux. Cette affinité paraît s'adresser non seulement aux ions, mais aussi aux métaux solides plongés dans les dissolutions actives.

Le palladium, l'iridium, l'argent, et à un degré moindre l'or et le platine en lames, acquièrent, dans une dissolution de chlorure de plomb radifère, une activité marquée (jusqu'à 3000) et qui se conserve longtemps, du moins l'activité α. Celle-ci disparaît en quelques instants si on porte les lames au rouge vif.

L'activité des métaux ainsi traités ne se perd pas dans les transformations chimiques.

Au contact des dissolutions de polonium et de bismuth, les métaux de la famille du platine deviennent très actifs, perdent ensuite assez vite l'activité β et conservent quelques mois une partie de l'activité α.

Le tellure s'active fortement dans les mêmes conditions, l'or beaucoup moins; le baryum et, chose singulière, le plomb s'activent à peine.

Mais le polonium-bismuth, s'il a produit une radioactivité induite notable, perd la sienne propre et ne la retrouve plus. Ceci semble

indiquer que ce composé ne possède pas par lui-même la radioactivité, mais qu'il l'a acquise par influence.

Le bismuth métallique devient beaucoup moins actif dans la dissolution de chlorure de radium que dans celle de polonium-bismuth. D'après les altérations superficielles qu'éprouve le métal en différents cas, il semble que les phénomènes électrolytiques jouent là un grand rôle. M. LAMOTTE.

T. XVI, n° 1 ; 1905.

F. BRAUN. — Der Hertzsche Gitterversuch im Gebiete der sichtbaren Strahlung (L'expérience des réseaux de Hertz dans le domaine des radiations visibles). — Séances de l'Acad. Roy. des Sciences de Berlin. — P. 1-19.

La polarisation par les réseaux, observée par Hertz avec des ondes électriques, et par Rubens et Nichols (1) avec des radiations de 24 μ environ, a pu être observée par l'auteur avec des ondes lumineuses, en utilisant la pulvérisation des métaux par la décharge. Un fil d'or, d'argent ou, mieux, de platine, de $0^{mm},04$ à $0^{mm},06$ de diamètre, est tendu sur une plaque de verre, les extrémités fixées à la cire; on pose sur le fil deux poids de laiton qui servent d'électrodes, et on fait passer la décharge d'une forte batterie (capacité de 20000 centimètres au moins, chargée à 6-10 millimètres d'étincelle) ; on obtient sous le fil un trait clair bordé de deux bandes sombres, d'où rayonnement des filaments très fins perpendiculaires à la direction des traits. On observe avec le microscope polarisant entre nicols croisés, à la lumière du jour ou à celle d'un bec Auer tamisée par du papier blanc; toute la partie supérieure du microscope est protégée par des écrans noirs. On a pu observer, dans la région où les filaments se fondent dans les traits sombres, des plages qui étaient obscures quand les filaments étaient parallèles au vecteur de Fresnel (vecteur électrique), et claires quand on tournait la préparation de 90°; l'extinction dans le premier cas n'est jamais complète, soit que les composantes de la vibration, traversant la préparation sans prendre de différence de phase, se recombinent à la sortie, soit qu'elles prennent une différence de phase qui simule la double réfraction. Ni les procédés ordinaires d'éclairage, ni même la méthode de Siedentopf et Zsygmondy n'ont pu révéler la structure de ces plages, qui paraissent continues.

(1) *Wied. Ann.*, t. LX, p. 418 et 456 ; 1897; — et *J. de Phys.*, 3e s, t. VII, p. 161 ; 1898.

Ces phénomènes interviennent vraisemblablement dans l'explication d'un grand nombre d'apparences observées en lumière polarisée et attribuées à une double réfraction, comme par exemple le dichroïsme constaté par Ambronn [1] sur des coupes minces de bois de conifères ou de nerfs de queue de souris, traitées par le chlorure d'or, puis séchées et examinées à la lumière solaire. Des expériences effectuées par l'auteur sur de la fibre de bois traitée au chlorure d'or et séchée ensuite à 360°, température plus que suffisante pour détruire toute combinaison organométallique qui aurait pu se produire, semblent prouver que l'or agit comme révélateur de réseaux. Il pourrait exercer la même action dans d'autres cas.

D'où la méthode d'étude suivante : la préparation, traitée par l'or, est observée au microscope jusqu'à la limite de définition de l'instrument ; si l'on ne constate pas de structure discernable, mais des phénomènes de polarisation par réseaux, on pourra conclure à une structure ultra-microscopique en réseau, avec stries parallèles aux vibrations les plus fortement éteintes ; l'absence de changement de teinte par la rotation de l'analyseur montrera que l'on n'a pas affaire à la double réfraction ordinaire ou à une polarisation (avec changement de phase). Il faut observer en lumière solaire.

P. Lugol.

Clemens SCHÆFER. — Ueber das Ultrarote Absorptionspektrum der Kohlensaüre in seiner Abhängigkeit vom Druck (Influence de la pression sur le spectre d'absorption du gaz carbonique dans l'infra-rouge). — P. 93-105.

Les rayons émis par une lampe de Nernst, rendus parallèles par un miroir concave, traversent un tube de 50 centimètres de long fermé par des plaques de sel gemme de 1 centimètre d'épaisseur ; un second miroir les concentre sur la fente d'un spectroscope à miroir dont le prisme en sel gemme, disposé à poste fixe, est réglé au minimum de déviation pour la raie D. Les rayons émergents sont concentrés sur une pile thermoélectrique de Rubens ; le spectroscope a été gradué en longueurs d'onde en utilisant les mesures de Rubens et Trowbridge sur la dispersion du sel gemme. On détermine entre 1 et 6 μ la courbe d'énergie avec le tube plein d'air ; on fait disparaître par interpolation les discontinuités dues à l'absorption par le

(1) *Sitzungsber. der K. Sächs. Akad. der Wissensch.*, 17 décembre 1896.

gaz carbonique de l'atmosphère, on répète les observations avec le tube plein de gaz à la pression voulue, puis de nouveau avec le tube plein d'air pour contrôler la constance de la source.

Les résultats confirment la théorie de Planck [1], d'après laquelle l'augmentation de l'épaisseur de la couche traversée et l'augmentation de la pression sont équivalentes jusqu'à une très faible valeur de la densité ; au delà, l'augmentation de pression élargit les bandes d'absorption. Aucun changement n'a pu être observé en effet en portant de 50 centimètres à 2 mètres la longueur du tube, tandis qu'entre 1 et 4 atmosphères on a constaté un élargissement graduel des bandes d'absorption 2,7 μ et 4,4 μ, qui finissaient même par se fondre l'une dans l'autre. Les expériences sont favorables à l'opinion qui considère les bandes comme formées d'un grand nombre de raies fines s'élargissant quand la pression augmente. La faiblesse de la dispersion du prisme et la trop grande largeur de la pile enlèvent aux nombres donnés dans le mémoire, de l'aveu même de l'auteur, tout caractère absolu. Il est néanmoins établi que le nombre des molécules rencontrées ne règle pas seul l'absorption, mais que leur distance intervient certainement.

P. Lugol.

---

(1) *Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. zu Berlin*, I, p. 480 ; 1903.

LA THERMODYNAMIQUE ET LES THÉORIES CINÉTIQUES;

Par M. H. A. LORENTZ [1].

En physique mathématique, on se sert de deux espèces de théories qui peuvent toutes les deux nous faire comprendre dans une certaine mesure ce qui se passe dans le monde matériel, et qui sont pourtant très différentes par leur nature et par le but qu'elles se proposent. Dans les théories de la première sorte, on cherche à pénétrer le mécanisme intime des phénomènes; on s'efforce de se représenter le mouvement des molécules, des atomes, et, comme on doit ajouter de nos jours, des ions et des électrons; on détermine les vitesses, les dimensions, les masses et les charges électriques de ces particules extrêmement petites.

Tout cela est étranger aux théories de la deuxième espèce. Les physiciens qui préfèrent ces dernières ne s'occupent que de grandeurs qui sont plus directement accessibles à nos observations, des températures, des quantités de chaleur, des courants électriques, etc. Après avoir mesuré ces grandeurs, on établit leurs relations mutuelles et on démontre que ces relations s'accordent avec certains principes généraux, parmi lesquels la loi de la conservation de l'énergie et la seconde loi de la thermodynamique sont les plus importants.

J'ai cru que vous me permettriez, dans cette conférence que j'aurai l'honneur de faire devant vous, de vous présenter quelques réflexions sur ces deux méthodes et de jeter un coup d'œil rapide sur la manière dont elles s'appliquent à un certain nombre de cas particuliers. Je prendrai mes exemples parmi ceux qui appartiennent à la théorie de la chaleur; j'aurai donc à parler, d'une part, de la thermodynamique et plus spécialement de la seconde loi, du principe de Carnot-Clausius, et, d'autre part, des théories cinétiques, c'est-à-dire de celles qui sont basées sur la notion d'un mouvement moléculaire. Je vous prie cependant de prendre cette dernière expression dans un sens un peu général, car ce ne seront pas seulement les molécules, mais aussi les électrons que nous supposerons animés d'une vitesse d'autant plus grande que la température est plus élevée.

(1) Conférence faite à la Société française de Physique, le 27 avril 1905.

Tout le monde est d'accord sur le rôle important que la thermodynamique, aussi bien que la théorie cinétique, a joué dans le développement de notre science. Il serait superflu d'en énumérer de nombreux exemples. Mais permettez-moi de vous rappeler quelques résultats. La thermodynamique nous a fait prédire l'influence de la pression sur le point de congélation de l'eau; elle fournit des règles pour les variations de température qui accompagnent les changements adiabatiques, par exemple l'allongement ou la contraction d'un fil métallique, et elle est devenue le fondement d'une science nouvelle, celle des équilibres moléculaires et chimiques.

Dans presque tout ce domaine, les théories cinétiques doivent, à l'heure qu'il est, se déclarer impuissantes. En revanche, la théorie cinétique des gaz nous a dévoilé la relation qui existe entre le coefficient du frottement intérieur et celui de la conductibilité calorifique; elle a démontré, avant qu'on ne l'eût observé, que ces coefficients sont indépendants de la densité, et, en s'appuyant sur le principe de Doppler, M. Michelson en a su tirer une explication de la largeur que présentent les raies spectrales, même des gaz les plus raréfiés.

Ces résultats montrent bien, à ce qu'il me semble, que les deux théories doivent être également bien fondées et nous portent à croire que, tout bien considéré, elles ne pourront dans aucun cas être réellement antagonistes ou irréconciliables. Il est donc permis d'admettre que tous les résultats qu'on tire de la thermodynamique pourront aussi être obtenus au moyen des théories cinétiques. Si nous pouvions nous faire une idée suffisamment exacte des mouvements et des forces moléculaires dans une masse d'eau, un morceau de glace ou un fil de cuivre, il serait possible d'arriver par leur étude à calculer le point de fusion sous une pression donnée et l'échauffement produit dans le fil par une contraction brusque. On peut même présumer que, pour accomplir tout cela, il ne sera pas nécessaire d'approfondir dans tous leurs détails les mouvements invisibles à l'intérieur des corps. Le principe de Carnot-Clausius doit correspondre à quelque propriété générale de ces mouvements; il suffira donc de connaître cette propriété ou, ce qui revient au même, de donner une déduction de la seconde loi de la thermodynamique basée sur la mécanique des systèmes moléculaires.

Malheureusement, malgré les efforts des physiciens, ce problème important, qu'on trouve traité dans le dernier chapitre de la *Thermo-*

dynamique de M. Poincaré, est loin d'avoir trouvé une solution entièrement satisfaisante. Pour vous en montrer la difficulté, je me permets de préciser un peu la question, en me bornant, pour simplifier, à la considération des états d'équilibre.

Si l'on détermine un état d'équilibre d'un système quelconque par un certain nombre de paramètres α, β, γ, ..., et un changement infiniment petit de cet état par les différentielles $d\alpha$, $d\beta$, $d\gamma$, ..., on pourra représenter la quantité de chaleur qu'il faut communiquer au système pour que ce changement s'accomplisse par une expression de la forme :

$$A\,d\alpha + B\,d\beta + C\,d\gamma + \ldots, \tag{1}$$

dans laquelle les coefficients A, B, C, ..., seront des fonctions des paramètres. Or, la loi dont il s'agit nous apprend qu'en divisant cette expression par la température absolue T, on obtiendra une différentielle exacte ; en d'autres termes, la température est un diviseur intégrant de l'expression qu'on trouve pour la quantité de chaleur.

Il est clair qu'avant d'aborder la démonstration de ce théorème il faudra prouver que la notion de température est applicable au système. Il faudra donc rendre compte des faits expérimentaux sur lesquels cette notion se fonde et dont il suffira de rappeler le suivant :

Si trois corps se trouvent dans des états tels qu'il n'y a aucun échange de chaleur lorsqu'on met le premier en contact avec le deuxième ou le troisième, ces deux derniers pourront également être mis en contact, sans que l'un cède ou enlève de la chaleur à l'autre.

Voilà une règle bien simple, dont nous devrions tout d'abord donner une déduction générale, en n'introduisant, bien entendu, que des hypothèses qui sont applicables à tous les corps, solides, fluides et gaz. Mais, malheureusement, il y a dans cela des difficultés très graves, que jusqu'à présent il a été impossible de surmonter. Ce n'est que pour quelques cas très simples que la théorie a pu conduire à cette loi de l'équilibre de température.

Il ne faut pas croire cependant qu'on n'ait fait aucun progrès vers le but de fonder la thermodynamique sur les principes de la mécanique. On doit à Helmholtz [1] des recherches importantes sur une

[1] Helmholtz, *Studien zur Statik monocyklischer Systeme* (*Sitzungsberichte der Akad. d. Wiss.*, Berlin, pp. 159, 311 ; 1884).

classe de systèmes dont les mouvements présentent une étroite analogie avec les phénomènes de la chaleur. Ces systèmes, qu'on appelle *monocycliques*, sont caractérisés par ceci, que leur mouvement peut être entièrement défini par une seule grandeur qui joue le rôle d'une vitesse; de plus, dans le cours du mouvement, les propriétés du système ne changent en aucune façon. Pour en avoir un exemple, concevons un tube annulaire R (*fig.* 1) entièrement rempli d'un fluide incompressible et dont la paroi peut prendre des dimensions et des formes très variées sous l'action des pressions du fluide intérieur et d'un système de forces extérieures F qu'on lui applique. Supposons qu'il n'y ait aucun frottement, ni dans le fluide, ni entre celui-ci et la paroi; alors, le fluide, une fois mis en mouvement dans le sens des flèches, ne cessera jamais de circuler.

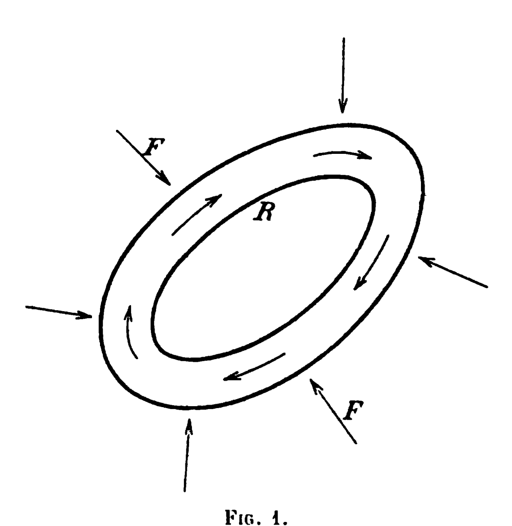


Fig. 1.

Je vais vous indiquer maintenant la ressemblance de ce système avec ceux qu'on étudie dans la théorie de la chaleur, avec une masse gazeuse, par exemple, enfermée dans un cylindre sous un piston mobile, et, pour simplifier, je donnerai au tube une forme circulaire telle que vous la voyez dans la *fig.* 2. Pour ne pas déranger cette symétrie, les forces extérieures doivent avoir la direction indiquée par les flèches F ou bien la direction opposée; elles doivent, en outre, être uniformément réparties sur toute la circonférence. Cela posé, on peut comparer la circulation du fluide aux mouvements

moléculaires dans le gaz, et les forces dont je viens de parler à la pression extérieure que nous exerçons sur le piston. En augmentant cette pression, vous pouvez faire descendre le piston; cela élèvera

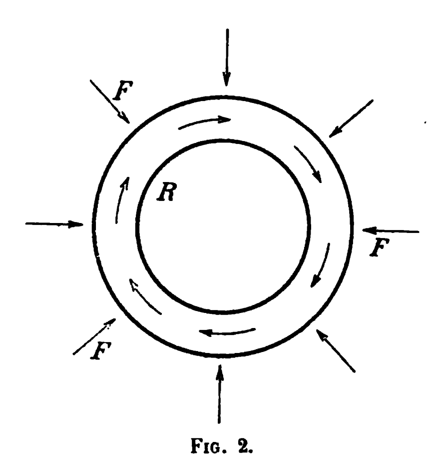


Fig. 2.

l'intensité du mouvement moléculaire. De même, lorsque, par un accroissement des forces F, vous donnez à notre anneau un diamètre plus petit, le fluide acquerra une plus grande vitesse.

Pour que l'analogie soit complète, il faut encore se figurer que, par quelque moyen, on peut agir directement sur la circulation du fluide, en l'accélérant ou en la ralentissant par des forces dans la direction du courant ou dans le sens contraire. Le travail positif ou négatif de ces forces, disons le « travail cyclique », correspondra à une quantité de chaleur communiquée ou enlevée à la masse gazeuse.

Donnons maintenant à notre anneau un changement infiniment petit quelconque, consistant dans des variations simultanées du rayon et de la vitesse du mouvement interne. On peut alors calculer le travail cyclique et on peut démontrer que l'expression à laquelle on arrive devient une différentielle exacte après division par la valeur de l'énergie cinétique du fluide par unité de volume. Cela reste encore vrai dans le cas d'un tube de forme quelconque pour lequel la détermination de l'état exige un plus grand nombre de paramètres que pour le tube circulaire dont nous venons de parler.

Nous voilà donc bien près de la loi thermodynamique; nous n'avons plus qu'à arranger les choses de façon que l'énergie cinétique par unité de volume joue le rôle de la température. C'est ce

qu'on peut faire sans difficulté. Supposons que nous ayons un certain nombre de ces tubes annulaires et que, par quelque mécanisme qu'on pourrait bien inventer, nous puissions établir une liaison entre le mouvement du fluide dans deux tubes, cette liaison étant telle qu'elle exige l'égalité des vitesses dans les deux systèmes. Alors, si l'on fait s'*engrener*, pour ainsi dire, deux tubes pour lesquels l'énergie cinétique par unité de volume a la même valeur, leur état ne changera pas ; l'énergie cinétique correspond donc bien à la température.

L'analogie que je viens de faire ressortir est certainement très curieuse, et il ne me semble pas douteux qu'avec cette théorie des systèmes monocycliques Helmholtz ait indiqué ce qui doit être le point essentiel dans une déduction mécanique de la loi thermodynamique. En effet, le mouvement moléculaire a précisément les deux propriétés que nous avons rencontrées dans le mouvement d'un système monocyclique. Son intensité peut à chaque instant être définie par une seule grandeur, par exemple par l'énergie cinétique totale du corps, et le mouvement peut continuer indéfiniment sans que cela produise le moindre changement dans l'état du système.

Mais, il faut bien le reconnaître, malgré tout cela il y a une profonde différence. Tandis que dans notre anneau le fluide se meut pour ainsi dire tout d'une pièce, les molécules des corps ont des mouvements extrêmement différents, non seulement par leur direction, mais aussi par leur vitesse. Il n'est pas permis d'appliquer immédiatement à ce mouvement irrégulier les résultats qu'on a trouvés pour le cas beaucoup moins compliqué des anneaux remplis de fluide. Les problèmes que présente un système composé d'innombrables particules demandent à être examinés séparément et par une méthode propre à ce genre de questions. Maxwell a déjà tracé la route à suivre (¹) en créant sa méthode statistique, qui, du reste, est très naturelle et se présente presque d'elle-même. Comme il est impossible de suivre dans la pensée les molécules individuelles, on est amené à les réunir en groupes tels que les molécules qui appartiennent au même groupe puissent être considérées comme ayant le même état de mouvement. On porte alors son attention sur le

(¹) MAXWELL, *Phil. Mag.*, 4ᵉ série, t. XIX, p. 19 ; 1860 ; t. XX, p. 21 ; 1860 ; t. XXXV, p. 129, 185 ; 1868.

nombre des molécules qui se trouvent dans un groupe déterminé et sur les changements de ce nombre d'un instant à l'autre, et on examine la part que les différents groupes ont dans les propriétés d'ensemble du système et dans les phénomènes qu'on peut observer.

Vous voyez que cela ressemble beaucoup à la statistique qu'on ferait d'une population, et vous pensez bien que l'on n'a pas à craindre que le nombre des individus, c'est-à-dire des molécules, soit trop petit pour permettre l'application des méthodes de la statistique : le nombre des molécules, même dans 1 millimètre cube d'un gaz, est tellement élevé qu'aucune population ne pourra jamais y atteindre.

La méthode statistique a été développée comme une branche de la mécanique dans le dernier livre de Gibbs : *Principes élémentaires de mécanique statistique*, et M. Boltzmann [1] s'en est servi avec beaucoup de succès dans ses études sur la théorie moléculaire. Je mentionnerai un théorème très important qui a été ainsi, sinon rigoureusement démontré, du moins rendu très probable. *C'est que, pour une température donnée, toute particule individuelle quelle qu'elle soit, molécule, atome ou ion, qui prend part au mouvement moléculaire, a en moyenne, dans chaque corps, la même énergie cinétique, et que cette énergie est proportionnelle à la température absolue* T, *de sorte qu'elle peut être représentée par* αT, *où* α *est une constante universelle.*

C'est un résultat, ou, si vous voulez, une hypothèse dont nous aurons encore à nous servir, et vous retrouverez la constante α dans plusieurs de nos équations.

Quant à la déduction de la seconde loi de la thermodynamique, bien que nous en ayons le modèle dans la théorie des systèmes monocycliques et l'instrument nécessaire dans la méthode statistique, elle reste encore à faire. Aussi me permettrez-vous de n'y plus insister.

Passons plutôt aux problèmes spéciaux que je voudrais vous présenter. Si ces problèmes sont un peu décousus et si, en les discutant, je semble quelquefois perdre de vue mon sujet principal, qui est le rapport entre la thermodynamique et les théories cinétiques, j'espère que vous voudrez bien m'en excuser.

Considérons d'abord une masse gazeuse, enfermée dans un cylindre

---

[1] Voir Boltzmann, *Leçons sur la théorie des gaz*, traduites par A. Gallotti et H. Bénard ; Paris, 1902-1905.

vertical C (*fig.* 3) *et soumise à l'action de la pesanteur. Quel sera l'état stationnaire qui s'établira dans ce système?*

La thermodynamique a sa réponse toute prête. Elle exige que la température soit la même à toutes les hauteurs, car, s'il en était autrement, vous pourriez facilement imaginer une expérience dans laquelle la chaleur serait transportée d'un corps froid à un corps chaud, contrairement au principe de Carnot-Clausius.

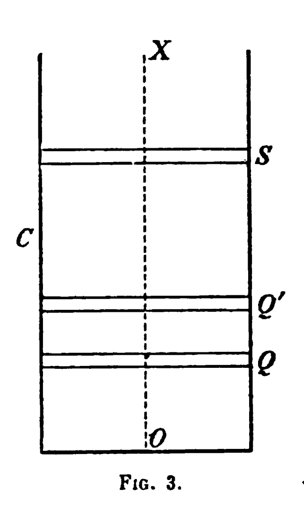


Fig. 3.

Voilà déjà un résultat qu'il semble difficile de concilier avec la théorie cinétique. En effet, au premier abord, on croirait pouvoir raisonner de la manière suivante : Une molécule qui descend aura, sous l'action de la pesanteur, un mouvement accéléré, une autre qui monte perdra en vitesse. Par conséquent, dans la partie inférieure de la colonne, on trouvera des vitesses plus grandes que dans la partie supérieure, c'est-à-dire que la température sera plus élevée à la base qu'au sommet de la colonne, puisque c'est la force vive moyenne qui détermine la température.

Heureusement, cette première difficulté peut être surmontée. Maxwell a montré (1), il y a presque quarante ans, que, si l'on remplace ce raisonnement superficiel par un autre plus rigoureux, basé sur la méthode statistique, on doit en réalité conclure à l'égalité de la température dans toute la colonne.

(1) Maxwell, *Phil. Mag.*, 4e série, t. XXXV, p. 215; 1868.

Je vais vous indiquer la solution de Maxwell et en donner la vérification. Introduisons à cet effet trois axes de coordonnées perpendiculaires entre eux, dont le premier OX est dirigé vers en haut, et nommons ξ, η, ζ, les composantes de la vitesse d'une molécule suivant ces axes, et g l'accélération qui est produite par la pesanteur. Soit dx l'épaisseur d'une couche horizontale que nous appellerons Q, et qui est située à la hauteur x; cette couche est regardée comme infiniment mince pour nos observations, ce qui n'empêche pas qu'elle ne contienne un nombre énorme de molécules. Parmi toutes ces particules il y en a un certain nombre pour lesquelles la première composante de la vitesse est comprise entre ξ et $\xi + d\xi$, la seconde entre η et $\eta + d\eta$, la troisième entre ζ et $\zeta + d\zeta$, les intervalles $d\xi$, $d\eta$, $d\zeta$ étant extrêmement petits par rapport aux vitesses mêmes, mais suffisamment grands pour que le groupe de molécules qu'ils servent à déterminer soit encore très nombreux. Cela posé, on peut dire, selon Maxwell, que le nombre des molécules de ce groupe qui se trouvent à un certain moment dans la couche dx peut être représenté par l'expression :

$$(2) \qquad Ae^{-2ghx}e^{-h(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)}d\xi d\eta d\zeta dx,$$

dans laquelle A et h sont des constantes.

Peut-être vous trouverez cela un peu compliqué ; mais, si vous prenez en considération que cette expression renferme à elle seule toute la statistique des mouvements moléculaires et qu'elle permet d'indiquer précisément l'état du gaz à n'importe quelle hauteur, vous conviendrez que la formule est vraiment très simple.

Arrivons maintenant à la vérification. Grâce au facteur

$$e^{-h(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)},$$

l'état représenté par l'expression (2) a la propriété de n'être pas dérangé par les chocs mutuels des molécules. Maxwell en a donné une démonstration que je ne reproduirai pas ici. Si je mentionne ce théorème, c'est pour avoir le droit de faire abstraction des chocs. J'aurai donc à faire voir, en admettant que chaque molécule peut librement poursuivre son chemin, que l'état n'est pas dérangé non plus par l'action de la pesanteur.

L'état du gaz sera évidemment stationnaire lorsque, dans une couche quelconque, on trouvera à chaque instant le même nombre

de particules animées d'une vitesse donnée; alors, bien que ce soient toujours de nouvelles molécules qui se trouvent dans une couche, les propriétés d'ensemble que seules on peut observer n'auront pas changé.

Soit maintenant t un intervalle de temps quelconque. Au commencement de cet intervalle, la couche dx contient un nombre de molécules donné par l'expression (2), pour lesquelles les composantes de la vitesse sont comprises entre les limites que j'ai indiquées. Mais ces molécules ne tarderont pas à quitter la couche considérée. Au bout du temps t, on les retrouve dans une couche Q′ située à une hauteur que j'appellerai x', et avec une vitesse dont les composantes peuvent être représentées par ξ', η, ζ, la deuxième et la troisième composante n'ayant pas changé. On peut démontrer que l'épaisseur de la nouvelle couche peut être censée égale à l'épaisseur dx et que les écarts entre les valeurs extrêmes des composantes de la vitesse sont encore $d\xi$, $d\eta$, $d\zeta$. On voit ainsi que le nombre des molécules qui, après l'intervalle t, se trouvent dans la couche Q′, et dont les vitesses sont comprises entre ξ' et $\xi' + d\xi$, η et $\eta + d\eta$, ζ et $\zeta + d\zeta$, est donné par l'expression (2). D'un autre côté, si l'état est stationnaire et si, par conséquent, la formule (2) s'applique à tous les instants, c'est encore ce même nombre que l'on doit obtenir lorsqu'on remplace x par x' et ξ par ξ'. Il faut donc que l'on ait :

$$Ae^{-2ghx - h(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)} = Ae^{-2ghx' - h(\xi'^2+\eta^2+\zeta^2)}.$$

On voit immédiatement que cela a lieu en effet, car, pour une molécule soumise à l'action de la pesanteur, les vitesses ξ et ξ', dans le sens vertical, qu'elle possède aux hauteurs x et x', satisfont à la relation :

$$2gx + \xi^2 = 2gx' + \xi'^2.$$

Regardons maintenant l'expression (2) d'un peu plus près. Elle contient deux facteurs dont le premier dépend seulement de x et le second de ζ, η, ξ. Cela veut dire que, lorsque x vient à changer, les nombres des molécules contenues dans les différents groupes qui se distinguent par leurs vitesses changeront tous dans le même rapport. Ainsi, si vous faites la statistique des molécules situées dans une couche Q et ensuite celle des molécules qui se trouvent dans une couche S, vous trouverez pour les différents groupes des nombres qui se distinguent par un facteur constant. C'est comme si l'on avait

affaire à deux populations et si à chaque nombre d'habitants d'un certain âge dans la première il correspondait dans la seconde un nombre deux fois plus grand d'habitants du même âge. L'âge moyen serait alors le même dans les deux cas. De la même manière vous pouvez conclure que la vitesse moyenne et l'énergie cinétique moyenne sont les mêmes à toutes les hauteurs ; la température ne varie donc pas d'une couche à l'autre.

Quant à la densité, elle est évidemment proportionnelle au facteur e^{-2ghx}. On peut démontrer que cela s'accorde avec la loi qu'on obtient dans la théorie ordinaire de l'équilibre d'une masse gazeuse : c'est la loi dont on se sert lorsqu'on veut mesurer la hauteur des montagnes par le baromètre.

Nous pourrions maintenant passer à des systèmes de plus en plus compliqués, en essayant toujours de nous en former des images conformes aux déductions thermodynamiques. Pour en avoir un exemple qui n'est pas sans un certain intérêt, nous pouvons supposer *que le gaz dont je viens de parler et que je désignerai, pour abréger, par la lettre* M, *puisse se décomposer en deux autres* M_1 *et* M_2 *par une dissociation aboutissant à un état d'équilibre.* En somme, on aura alors un mélange de trois gaz M, M_1, M_2, et le degré de dissociation, qui dépend de la densité, ne sera pas le même dans toute l'étendue de notre colonne verticale.

Cependant la thermodynamique exige que, malgré les variations des densités, l'équilibre subsiste simultanément dans toutes les couches horizontales. C'est de nouveau un résultat dont la théorie cinétique peut rendre compte.

Il suffit de se rappeler, ce qu'on démontre facilement, que la constante h dans notre formule (2) est proportionnelle au poids moléculaire du gaz, et de faire intervenir la loi de la dissociation bien connue de Guldberg et Waage.

En désignant par Δ, Δ_1, Δ_2 les densités des trois gaz, nous pouvons exprimer cette loi par la formule :

$$\Delta = k\Delta_1\Delta_2, \qquad (3)$$

où k est une constante et où l'on a supposé qu'une molécule du gaz M se décompose en une molécule de M_1 et une molécule de M_2. D'un autre côté, nous pouvons nommer h, h_1 et h_2 les constantes qui

entrent dans les formules de Maxwell, si on les applique aux trois corps; l'équilibre de chaque gaz considéré séparément exige alors que les densités varient d'une couche à l'autre dans les mêmes proportions que les grandeurs :

$$e^{-2ghx}, \qquad e^{-2gh_1x}, \qquad e^{-2gh_2x};$$

en d'autres termes, qu'elles peuvent être représentées par

$$\Delta = Ce^{-2ghx}, \qquad \Delta_1 = C_1e^{-2gh_1x}, \qquad \Delta_2 = C_2e^{-2gh_2x}.$$

Comme les coefficients h, h_1, h_2 sont proportionnels aux poids moléculaires et que le poids moléculaire du gaz M est la somme de ceux de M_1 et de M_2, on aura :

$$h = h_1 + h_2.$$

Transportons maintenant les valeurs de Δ, Δ_1 et Δ_2 dans l'équation (3); on peut diviser par le facteur e^{-2ghx}, qui est égal au produit de e^{-2gh_1x} et e^{-2gh_2x}, et notre égalité se réduit à :

$$C = kC_1C_2.$$

Comme la coordonnée x a disparu, l'équilibre peut bien exister dans toutes les couches à la fois [1].

Jusqu'ici je n'ai parlé que de corps gazeux qui ont une densité tellement petite qu'ils obéissent aux lois de Boyle et de Gay-Lussac.

---

(1) Il est facile d'étendre le raisonnement précédent au cas où la réaction entre les trois gaz est représentée, dans la notation bien connue, par la formule :

$$nM \rightleftarrows n_1M_1 + n_2M_2,$$

n, n_1, n_2 étant des nombres entiers quelconques. Alors, en raison de la proportionnalité des coefficients h, h_1, h_2 et des poids moléculaires, on aura :

$$nh = n_1h_1 + n_2h_2,$$

tandis que la loi de Guldberg et Waage prend la forme

$$\Delta^n = k\Delta_1^{n_1}\Delta_2^{n_2}.$$

La condition d'équilibre

$$C^n = kC_1^{n_1}C_2^{n_2}$$

est de nouveau indépendante de la hauteur.

Les problèmes deviennent beaucoup plus difficiles lorsqu'on passe à des états de la matière plus denses. Aussi la formule si féconde par laquelle M. van der Waals a rendu compte de la continuité des états fluide et gazeux n'est-elle qu'approchée et, dans sa belle théorie des mélanges, ce physicien a-t-il dû se servir à la fois de raisonnements qui sont fondés sur la théorie moléculaire et d'autres qui appartiennent à la thermodynamique.

Pour vous donner un exemple d'un problème que la théorie cinétique n'est pas encore parvenue à résoudre, bien qu'il ne s'en faille pas de beaucoup, je dirai quelques mots de *l'équilibre d'une dissolution diluée assujettie à l'action de la pesanteur.*

Vous savez qu'on peut rattacher plusieurs propriétés d'une telle dissolution à la notion de la pression osmotique. Si nous nous servons de cette notion, nous trouverons facilement la règle qui régit les variations de la concentration dans le sens vertical.

Figurez-vous, à cet effet, que la dissolution est contenue dans un cylindre vertical qui est plongé dans le fluide dissolvant, disons dans l'eau, et dont les parois inférieures et supérieures sont semi-perméables. Selon la thermodynamique, il y aura certainement un état d'équilibre.

Appelons, dans cet état, p_1 et p_2 les pressions qui existent dans la dissolution aux bases inférieure et supérieure du cylindre, p'_1 et p'_2 les pressions qu'on trouve dans l'eau qui est en contact avec ces mêmes parois, O_1 et O_2 les pressions osmotiques à la base et au sommet de la colonne. On aura par définition :

$$p_1 - p'_1 = O_1, \qquad p_2 - p'_2 = O_2.$$

Je supposerai que la section horizontale du cylindre soit égale à l'unité de surface et qu'on puisse négliger l'épaisseur des parois. Alors, si Q est le poids de la dissolution contenu dans le cylindre et Q′ celui d'un volume égal d'eau, on trouve :

$$p_1 - p_2 = Q, \qquad p'_1 - p'_2 = Q',$$

donc

$$O_1 - O_2 = Q - Q'. \tag{4}$$

C'est la règle cherchée, car elle nous fait connaître les différences des valeurs que la pression osmotique présente à des hauteurs différentes, et ces valeurs sont intimement liées aux concentrations.

Si l'on essaie maintenant de retrouver ce même résultat en se servant de la théorie moléculaire, on trouve que cela est, en effet, possible, pourvu qu'on admette *une* chose qu'on n'a pas encore pu démontrer rigoureusement [1]. Si, dans un litre d'eau, vous dissolvez un peu de sel et si vous voulez que le mélange occupe encore le volume d'un litre, il faut d'abord enlever une petite quantité d'eau. On peut dire que cette petite quantité d'eau a été remplacée ou déplacée par le sel. Or, pour arriver à la formule (4), il faut admettre que, dans une dissolution qui est soumise à la pesanteur, les molécules du sel éprouvent dans leur ensemble, de la part des molécules de l'eau, une force égale et contraire au poids de l'eau déplacée.

Ce théorème, qui nous rappelle le principe d'Archimède, est d'une telle simplicité qu'on peut bien espérer pouvoir le démontrer par un raisonnement direct. Si l'on y réussit, on aura de nouveau établi l'accord avec la thermodynamique.

La conclusion qui se dégage de tous ces exemples me semble être la suivante : Bien que la thermodynamique doive rester pour longtemps notre guide le plus sûr dans le dédale des phénomènes, nous avons de bonnes raisons pour développer de plus en plus les théories cinétiques. Elles ne remplaceront pas de sitôt le principe de Carnot-Clausius, mais elles peuvent être très utiles pour élucider ce qu'on déduit des formules de la thermodynamique, qui en elles-mêmes ne parlent guère à l'imagination.

Je vous propose maintenant de continuer notre comparaison des deux manières de voir en nous plaçant dans un autre domaine de la physique.

Examinons d'abord *les phénomènes thermo-électriques*, c'est-à-dire : 1° la force électromotrice qui est produite dans un circuit composé de deux métaux par une différence des températures des contacts; 2° le dégagement ou l'absorption de chaleur à ces contacts qui est connu sous le nom de l'effet Peltier, et 3° l'effet thermique dans un métal inégalement chauffé et parcouru par un courant électrique.

Ces divers effets sont liés entre eux par des formules thermo-

---

[1] Lorentz, *Sur la théorie moléculaire des dissolutions diluées* (*Archives néerlandaises*, XXV, p. 107; 1892).

dynamiques que Clausius (1) et lord Kelvin (2) ont été les premiers à développer. Lord Kelvin a même pu prédire ainsi le dernier des trois phénomènes. Il a conclu de ses équations qu'un courant électrique, qui est dirigé des parties chaudes vers les parties froides du métal, doit produire dans quelques métaux un développement et dans d'autres une absorption de chaleur, ces effets étant renversés dans tous les cas lorsqu'on renverse la direction du courant. L'expérience ne tarda pas à confirmer cette prévision de la manière la plus éclatante.

La théorie cinétique est longtemps restée en arrière, et ce n'est que dans les dernières années que M. Riecke (3) et M. Drude (4) ont fait à ce sujet une heureuse application de la théorie des électrons. Je vous la présenterai avec une certaine simplification que je vais d'abord justifier.

De nombreuses recherches ont montré que la masse des électrons négatifs qui constituent les rayons cathodiques et les rayons β du radium est très inférieure à celle d'un atome d'hydrogène; elle n'en est que la millième ou la deux-millième partie, de sorte qu'on peut dire que ces particules, qui sont lancées par le radium avec des vitesses énormes, sont les plus petites dont nous ayons connaissance. Au contraire, pour les électrons positifs, qui sont également émis par le radium dans les rayons α, et qu'on retrouve dans certains phénomènes de décharge électrique, on leur a toujours trouvé une masse qui est de l'ordre de grandeur de celle des atomes eux-mêmes.

Ces résultats nous conduisent à admettre que les charges positives sont toujours liées aux atomes pondérables, et nous supposerons que cela soit vrai aussi pour les métaux et que ce ne soient que les électrons négatifs qui, en se déplaçant dans les espaces intermoléculaires, transportent l'électricité d'un point à l'autre.

Il est vrai que cette conception mène à des difficultés, notamment lorsqu'on veut expliquer l'influence d'un champ magnétique sur le mouvement de l'électricité dans les métaux, mais je ne m'y arrêterai pas. Peu importe du reste que notre hypothèse ne soit pas tout à fait

(1) Clausius, *Pogg. Ann.*, XC, p. 513; 1853; — *Die mechanische Wärmetheorie*, 2e édition, Braunschweig, t. II, p. 170; 1879.

(2) W. Thomson, *Edinburgh Roy. Soc. Trans.*, XXI; 1854.

(3) Riecke, *Zur Theorie des Galvanismus und der Wärme* (*Ann. der Physik u. Chemie*, LXVI, pp. 353, 545, 1199; 1898).

(4) Drude, *Zur Elektronentheorie der Metalle* (*Ann. der Physik*, I, p. 566; 1900; — III, p. 369; 1900).

conforme à la réalité ; pour notre but, il suffirait même de considérer un métal fictif; nous pourrons donc nous borner à une seule espèce d'électrons libres.

Figurons-nous maintenant que ces particules prennent part au mouvement calorifique dont les atomes pondérables sont animés ; alors le système des électrons entre les atomes d'un métal devient un peu comparable à un gaz qui serait enfermé dans un corps poreux. Quant à la vitesse moyenne des électrons, elle doit être très élevée, si nous voulons que l'énergie actuelle moyenne ait la même valeur αT que celle d'une molécule gazeuse. Comme la masse d'un corpuscule peut être estimée à la 2000e partie de celle d'un atome d'hydrogène, c'est-à-dire à la 4000e partie de la masse d'une molécule de ce gaz, la vitesse d'agitation doit être plus de 60 fois plus grande que celle des molécules d'hydrogène à la même température. Cela nous donne, pour la température de 0° C., une vitesse de plus de 100 kilomètres par seconde.

Il ne faut pas croire cependant qu'avec cette vitesse énorme les électrons puissent parcourir de grandes distances en ligne droite. En réalité, de même que les molécules d'un gaz auxquelles nous venons de les comparer, ils auront un mouvement en zigzag. Après un trajet très court, ils trouvent leur chemin barré par un atome métallique, et ils ont ainsi à subir des chocs innombrables qui les rejettent tantôt dans une direction, tantôt dans l'autre.

On peut supposer que le nombre des électrons libres par unité de volume a, dans un métal donné et à une température donnée, une valeur déterminée, cette valeur variant d'un métal à l'autre et étant pour chaque corps une fonction de la température. Cette hypothèse est très naturelle lorsqu'on imagine que les électrons mobiles ont été mis en liberté par une espèce de dissociation. En effet, le degré de cette dissociation dépendra sans doute de la température.

Avec ces données, il n'est pas bien difficile de construire une théorie de la thermo-électricité (1). On peut en premier lieu expliquer la différence de potentiel qui existe entre deux morceaux de métaux différents A et B, qui se trouvent en contact, et cela d'une manière très intéressante. Supposons, pour fixer les idées, que le métal B contienne un plus grand nombre d'électrons libres que le métal A.

---

(1) Lorentz, *The motion of electrons in metallic bodies* (*Proceedings Acad. of Sc. Amsterdam*, pp. 438, 585, 684 ; 1904-1905).

Alors, grâce à leur mouvement calorifique, un certain nombre de ces électrons se transportera à travers la surface de séparation du métal B vers le métal A. On peut presque dire qu'il y aura évaporation de l'électricité négative dans le premier corps et condensation dans le second. C'est comme si l'on avait placé dans une même enceinte deux sels hydratés à tensions de vapeur différentes.

Cependant, dans le cas des deux métaux, il y a une cause qui, au bout d'un temps très court, mettra fin au processus de distillation. On comprend que, dès que quelques-uns des électrons mobiles se sont portés vers le métal A, ce corps aura reçu par cela même une certaine charge négative, qui est naturellement accompagnée d'une charge positive de B. Les forces électriques qui sont exercées par ces charges s'opposeront au transport de nouveaux électrons et finiront par le faire cesser entièrement. Il y aura donc bientôt un état d'équilibre et on peut démontrer que cet état est caractérisé par une différence de potentiel qui est entièrement déterminée par les nombres N_a et N_b d'électrons que les deux métaux contiennent par unité de volume.

Il faut ajouter qu'une différence de potentiel pourrait aussi être produite par des forces moléculaires s'exerçant à de très petites distances entre les atomes pondérables et les électrons. Si, par exemple, ces derniers étaient plus fortement attirés par le métal A que par B, il en résulterait également une élévation du potentiel de B et un abaissement de celui de A. Seulement, comme ces forces moléculaires ne peuvent jamais donner lieu à un courant dans un circuit fermé, nous pouvons nous dispenser de les prendre en considération.

Voici maintenant comment on peut calculer la force électromotrice qui est mise en jeu dans un circuit thermo-électrique.

Il faut, à cet effet, avoir égard à ce que les nombres N_a et N_b sont des fonctions de la température. Il en résulte non seulement que la différence de potentiel n'est pas la même aux deux contacts, parce qu'ils ont des températures différentes, mais encore que, dans les parties homogènes du circuit, le mouvement calorifique tendra aussi à faire marcher les électrons dans une direction déterminée. En combinant ces divers effets, on arrive à une formule que je me permettrai de placer devant vos yeux. Si l'on représente par T' et T'' les températures des deux contacts et si la force électromotrice cherchée F est considérée comme positive lorsqu'elle fait naître un

courant qui va au travers du premier contact de A vers B, on a :

$$F = \frac{2\alpha}{3e} \int_{T'}^{T''} \log \text{nat} \frac{N_b}{N_a} \, dT.$$

Ici, N_a et N_b ont la signification indiquée, α est la constante universelle dont nous avons déjà parlé, et e n'est autre chose que la charge électrique d'un électron. Si l'on admet avec beaucoup de physiciens que cette charge est égale à celle d'un atome d'hydrogène dans les électrolytes, on peut calculer le rapport $\frac{\alpha}{e}$. On trouve ainsi que le coefficient qui précède l'intégrale a la valeur 8700, si tout est exprimé en unités électro-magnétiques. Donc, si l'on a mesuré F en valeur absolue, on pourra conclure aux valeurs du rapport $\frac{N_b}{N_a}$. Pour deux métaux qui se trouvent aux extrémités de la série thermo-électrique, comme le bismuth et l'antimoine, on obtient pour ce rapport une valeur voisine de 4 ; la direction du courant montre que c'est le bismuth qui doit être le moins riche en électrons mobiles.

La route qu'il nous faut suivre pour expliquer les effets thermiques d'un courant est maintenant toute tracée. On calculera, pour un élément du circuit, le travail des forces qui agissent sur les électrons en vertu des différences de potentiel, et on aura égard en même temps à l'énergie des particules qui entrent dans cet élément et qui en sortent. En fin de compte, on trouve des formules assez simples pour l'effet Peltier et l'effet Thomson. Je puis m'abstenir de les citer. Il suffira de dire, et c'est ce qui nous intéresse spécialement aujourd'hui, qu'elles s'accordent complètement avec les résultats de Clausius et de lord Kelvin.

Voilà de nouveau un accord très remarquable entre les deux théories que nous voulions comparer. Il l'est d'autant plus qu'à vrai dire nous n'avions pas le droit de nous y attendre. En effet, d'après la théorie des électrons, les phénomènes thermo-électriques sont intimement liés à la conduction de chaleur qui a lieu dans le circuit, tandis que, dans la théorie thermodynamique, il faut précisément faire abstraction de cette conduction, qui est un phénomène irréversible. Si, en nous basant sur la mécanique moléculaire, nous voulons essayer une déduction de la seconde loi de Clausius, nous aurons à montrer pourquoi, dans l'application de cette loi à la thermo-électri-

cité, il est permis de négliger la conduction de la chaleur, bien qu'elle doive être regardée comme un phénomène essentiel.

Le dernier problème dont je me permets de vous entretenir appartient également à un domaine où la théorie des électrons et la thermodynamique se rencontrent. Je veux parler de *la théorie du rayonnement de la chaleur*. Vous savez que cette théorie a été inaugurée par les recherches célèbres de Kirchhoff et qu'on possède maintenant trois lois très importantes, celles de Kirchhoff, de Boltzmann et de Wien.

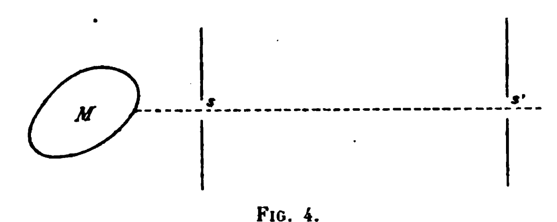


Fig. 4.

Dans ces lois, il s'agit du rapport entre le pouvoir émissif E d'un corps quelconque et son pouvoir absorbant A. Figurons-nous, pour nous rappeler le sens dans lequel Kirchhoff emploie ces termes, que devant le corps M (*fig.* 4) nous avons posé deux écrans dans lesquels on a pratiqué des ouvertures très étroites s et s'. Une certaine partie du rayonnement total du corps M aura lieu à travers ces ouvertures, et on peut décomposer cette partie en des rayons de différentes longueurs d'onde.

Cela posé, considérons l'intensité du rayonnement, c'est-à-dire la quantité d'énergie émise par unité de temps, en tant qu'elle appartient aux rayons dont la longueur d'onde est comprise entre les valeurs λ et $\lambda + d\lambda$. On voit facilement qu'elle est proportionnelle aux aires s et s' des ouvertures et inversement proportionnelle au carré de leur distance r. De plus, elle est proportionnelle à $d\lambda$. Elle peut donc être représentée par :

$$\frac{Ess'}{r^2}\,d\lambda,$$

où le facteur E sera, pour un corps donné, une fonction déterminée de la température et de la longueur d'onde λ.

Pour définir le pouvoir absorbant A, nous supposerons qu'un fais-

ceau de rayons dont la longueur d'onde a de nouveau la valeur λ soit dirigé sur le corps M à travers les ouvertures s et s'. Nous entendrons par A la fraction qui nous indique quelle partie de l'énergie incidente est retenue par le corps, et c'est le rapport :

$$\frac{E}{A},$$

dont nous aurons maintenant à parler.

La première de nos trois lois, celle de Kirchhoff ([1]), nous enseigne que cette grandeur est indépendante de la nature du corps M. Il s'ensuit que le pouvoir émissif E aura une valeur d'autant plus élevée que l'absorption est plus forte. La plus grande valeur de E doit se trouver avec les corps qui absorbent la totalité des rayons incidents ; ce sont les corps parfaitement noirs ou, comme je dirai plus simplement, les corps noirs. Pour ceux-ci on aura $A = 1$; donc, si l'on désigne par E_n leur pouvoir émissif, on aura pour tous les autres corps :

$$\frac{E}{A} = E_n.$$

On peut donc dire que nous avons à étudier l'émission d'un corps noir comme fonction de la température et de la longueur d'onde.

Du reste, cette grandeur E_n ou $\frac{E}{A}$ admet une troisième signification, qui est très curieuse. Concevons une enceinte fermée de toutes parts dont la paroi soit parfaitement noire et soit maintenue à la température T, l'espace intérieur étant vide, je veux dire occupé par l'éther. Cet espace est alors traversé par des rayons innombrables qui s'entrecroisent dans toutes les directions, et il est par cela même le siège d'une certaine énergie. Soit D l'énergie par unité de volume, en d'autres termes la densité de l'énergie, en tant qu'elle est due aux rayons dont la longueur d'onde est comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$. On peut démontrer que la valeur numérique de cette grandeur ne se distingue que par un facteur constant de celle de E_n ; en effet, on a :

$$D = \frac{4\pi}{c} E_n d\lambda,$$

où c représente la vitesse de la lumière.

([1]) Kirchhoff, *Ueber das Verhältnis zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht* (*Pogg. Ann.*, CIX, p. 275; 1860).

Avant d'aller plus loin, il faut encore noter une chose. C'est que l'état de rayonnement qui existe à l'intérieur de notre enceinte y pourrait également être excité, si les rayons ne provenaient pas des parois L elles-mêmes (*fig.* 5), mais d'un corps noir M placé quelque part dans l'espace intérieur à l'enceinte ; seulement, dans ce cas, il faudrait admettre que les parois elles-mêmes fussent parfaitement réfléchissantes. Alors, sans y ajouter de nouvelle énergie, elles ser-

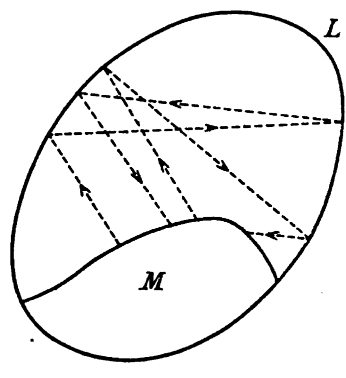


Fig. 5.

viront à répandre le rayonnement dans tout l'espace intérieur ; chaque rayon parcourra cet espace jusqu'à ce qu'il rencontre le corps M lui-même, qui l'absorbera.

Enfin, et c'est le plus remarquable de tout, ce même état de rayonnement, caractérisé par la densité D de l'énergie, existera si le corps M n'est pas noir, mais quelconque, pourvu que, pour toutes les longueurs d'onde, il ait un certain pouvoir émissif, si petit qu'il soit. C'est une conséquence que Kirchhoff a déjà tirée de sa loi.

Pour chaque température T, on peut tracer une courbe qui représente E_n en fonction de la longueur d'onde, ou, comme on peut dire aussi, qui nous donne la distribution de l'énergie dans le spectre d'un corps noir. Comme l'énergie doit être très petite pour les deux extrémités du spectre, on peut présumer que la ligne aura une forme telle que vous le voyez dans la *fig.* 6. Du reste, c'est la forme qui a été trouvée expérimentalement ; j'oubliais encore de vous dire que, au point de vue expérimental, le problème a été complètement résolu.

Après cette introduction, nous pouvons maintenant en venir aux

lois de Boltzmann et de Wien. Par un raisonnement thermodynamique assez subtil, le premier de ces physiciens (¹) a reconnu que l'aire totale comprise entre la courbe et l'axe des λ, c'est-à-dire l'énergie totale émise par un corps noir, est proportionnelle à la quatrième puissance de la température.

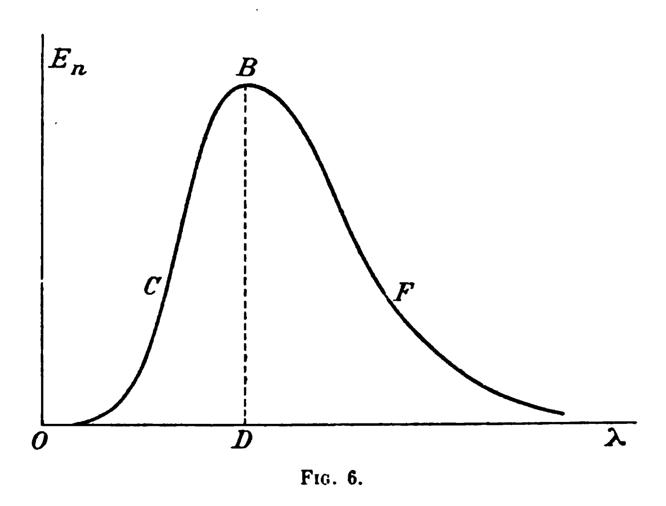


FIG. 6.

Plus tard, M. Wien (²) a trouvé par des considérations non moins ingénieuses que, si l'on connaît la courbe pour une température T, on peut en déduire par une transformation bien simple celle qui correspond à une autre température T'. Il faut à cet effet changer toutes les abscisses dans le rapport de T' à T et toutes les ordonnées dans celui de T^5 à T'^5. On voit immédiatement que cela implique la loi de Boltzmann. Notons aussi que, d'après ce résultat de M. Wien, la longueur d'onde pour laquelle l'énergie est maxima et que je représenterai par λ_m (c'est la distance OD dans notre figure) doit être, comme toutes les abscisses, inversement proportionnelle à la température. Plus on élève la température, plus les petites longueurs d'onde se présenteront dans le rayonnement.

Je ne vous donnerai pas la preuve des deux lois, qui d'ailleurs ont été pleinement confirmées par les expériences. Je crois pouvoir dire

(¹) BOLTZMANN, *Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der elektromagnetischen Lichttheorie* (*Ann. der Physik u. Chemie*, XXII, p. 291 ; 1884).

(²) W. WIEN, *Sitzungsberichte der Akad. d. Wiss.*, Berlin, p. 55 ; 1893.

que la preuve elle-même est à l'abri de toute objection et que tous les raisonnements qu'on a dû faire intervenir sont bien fondés.

On a utilisé par exemple dans cette démonstration un théorème, qu'on déduit de la théorie électromagnétique de la lumière, d'après lequel des rayons exercent une certaine pression sur les corps qu'ils frappent. De plus, dans les raisonnements de M. Wien, il est question de la modification qui est apportée à la longueur d'onde lorsque les rayons sont réfléchis par un miroir qui se trouve en mouvement. Cette modification est déterminée par le principe bien connu de Doppler. Or, personne ne voudra mettre en doute, ni ce principe, ni l'existence de la pression exercée par le rayonnement, qui d'ailleurs a été établie expérimentalement par M. Lebedew et par MM. Nichols et Hull.

Quelle est maintenant vis-à-vis de ces résultats la position de la théorie cinétique? Rien ne lui est plus facile que d'expliquer dans ses traits généraux l'émission et l'absorption de la lumière et de la chaleur. En effet, la dynamique des électrons nous apprend qu'une particule chargée devient le centre d'un rayonnement dès qu'elle subit un changement de vitesse. Cela doit évidemment avoir lieu dans tout corps pondérable qui contient des électrons mobiles, soit que ces corpuscules exécutent des vibrations plus ou moins régulières, soit qu'ils se trouvent animés d'une agitation irrégulière, comparable à celle des molécules d'un corps chaud. D'un autre côté, les électrons peuvent être mis en mouvement ou leur mouvement peut être modifié par les forces électriques existant dans un faisceau de rayons qui les frappe; ce faisceau leur cédera une certaine quantité d'énergie qui pourra alors prendre la forme que nous appelons chaleur. Voilà l'absorption.

Cependant, vous le comprenez déjà, on ne saurait en rester là, et la théorie cinétique doit s'imposer une tâche plus difficile. Il ne suffira même pas qu'elle nous montre le mécanisme qui est à la base des lois de Boltzmann et de Wien; elle devra aussi nous faire connaître la forme de la fonction qui est représentée par notre figure, et la signification physique des deux paramètres qui déterminent les dimensions de la courbe pour une température donnée. On peut prendre pour ces paramètres, d'une part, l'aire totale, c'est-à-dire l'émission totale d'un corps noir, et, d'autre part, la longueur

d'onde λ_m qui est représentée par OD, celle pour laquelle l'émission est la plus forte.

Ce qui rend cette question particulièrement intéressante, c'est que les deux paramètres doivent être indépendants des propriétés spéciales des corps. Choisissons un corps quelconque, un morceau de métal ou un cristal de quartz. Si nous en connaissions la structure et si nous pouvions avoir raison de toutes les difficultés mathématiques, nous serions en état de calculer l'émission E et l'absorption A pour une longueur d'onde et une température arbitrairement choisies. Les résultats dépendraient des propriétés du corps considéré; ils ne seraient pas les mêmes pour le métal et pour le quartz. Pourtant les valeurs du rapport $\frac{E}{A}$ que nous trouverions pour les deux corps seraient les mêmes, nous n'en pouvons douter.

Or, comme l'une de ces valeurs est déterminée par les propriétés du métal et l'autre par celles du quartz, il faut nécessairement que ces deux substances différentes aient quelque chose de commun. Il appartient à la théorie cinétique de nous révéler en quoi consiste ce quelque chose.

Je dois mentionner ici une théorie du rayonnement très importante qu'on doit à M. Planck [1]. Ce savant a en effet trouvé pour la distribution de l'énergie dans le spectre d'un corps noir une formule qui s'accorde d'une manière satisfaisante avec les observations. Toutefois cette théorie sort trop du cadre de cette conférence pour que je puisse m'y arrêter.

La théorie cinétique n'a fait que le premier pas vers la solution de notre problème. En m'appuyant [2] sur les idées fondamentales de la théorie des électrons et sur les principes dont nous nous sommes déjà servis lorsque nous parlions de la thermo-électricité, j'ai calculé le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant d'une mince plaque de métal, en supposant la direction des rayons perpendiculaire à la plaque; mais je n'ai pu faire ces calculs que pour des longueurs d'onde très grandes. J'ai trouvé pour le pouvoir émissif :

$$E = \frac{4\pi c^2}{3\lambda^4} Ne^2 ul\Delta,$$

(1) PLANCK, *Ueber irreversible Strahlungsvorgänge* (*Ann. der Physik*, I, p. 69; 1900); — *Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum* (*Ibid.*, IV, p. 553; 1901); — *Ueber die Elementarquanta der Materie und der Elektricität* (*Ibid.*, IV, p. 564; 1901).

(2) LORENTZ, *On the emission and absorption by metals of rays of heat of great wave-lengths* (*Proceedings Acad. of Sc. Amsterdam*, p. 666; 1902-1903).

et pour le pouvoir absorbant :

$$A = \frac{\pi c}{\alpha T} Ne^2 ul\Delta.$$

Dans ces formules, e est la charge d'un électron exprimée en unités électromagnétiques, N le nombre des électrons par unité de volume, l la longueur moyenne de la distance sur laquelle ils se déplacent entre deux chocs successifs avec les atomes du métal, u la vitesse moyenne de leur mouvement calorifique, c la vitesse de la lumière dans l'éther et Δ l'épaisseur de la plaque. Comme dans nos formules précédentes, on a représenté par λ la longueur d'onde, par T la température absolue et par α la constante universelle que nous avons déjà rencontrée.

Or, si l'on divise la première expression par la seconde, les grandeurs N, l et Δ, qui varient d'une plaque de métal à l'autre, disparaissent, et on obtient pour le rapport $\frac{E}{A}$, qui doit être égal au pouvoir émissif d'un corps noir, la valeur :

$$E_n = \frac{E}{A} = \frac{4}{3} \frac{c\alpha T}{\lambda^4}.$$

Elle est indépendante des propriétés spéciales d'un corps, comme la loi de Kirchhoff l'exige. En même temps, nous avons trouvé la forme de la fonction E_n, mais il ne faut pas oublier que ce n'est que la partie extrême du côté droit de la courbe qu'on peut déterminer de cette manière.

Par une heureuse coïncidence, le résultat s'accorde avec la formule de M. Planck et aussi, ce qui mérite surtout l'attention, avec la loi de Wien. Si vous remplacez T par T′ et que vous multipliiez en même temps λ par $\frac{T}{T'}$, E_n sera multiplié par $\frac{T'^5}{T^5}$.

Une autre preuve qu'avec cette théorie et celle de Planck on se trouve dans la bonne voie, est fournie par la valeur de α qu'on peut en tirer lorsqu'on la compare avec les mesures de l'émission des corps noirs, ou plutôt par ce qu'on déduit de cette valeur. Le coefficient α étant déterminé, on connaît en valeur absolue l'énergie cinétique qu'une molécule gazeuse possède en moyenne à une température donnée. Ensuite, puisque l'énergie totale des molécules d'un gaz peut être déduite de la pression, on peut calculer successivement le

nombre des molécules et la masse de chacune d'elles, puis celle d'un atome d'hydrogène et des autres atomes, et enfin, en combinant les résultats avec l'équivalent électrochimique de l'hydrogène, la charge d'un ion de ce corps en unités absolues. D'après les idées modernes, la valeur de cette charge est en même temps celle de la charge d'un électron.

Je ne citerai pas tous les résultats de ces calculs qui ont été faits par M. Planck. Il suffira de mentionner qu'on trouve pour la masse d'un atome d'hydrogène :

$$1,3 \times 10^{-24} \text{ grammes,}$$

et pour la charge d'un ion de ce corps :

$$1,3 \times 10^{-20} \text{ unités électromagnétiques.}$$

On peut comparer le premier résultat au nombre donné par M. van der Waals en 1873, qui est 10^{-24}, et le second à la valeur qui résulte des recherches de M. J.-J. Thomson sur la charge d'un ion gazeux. Dans ses dernières mesures de 1903, ce physicien a trouvé pour cette charge exprimée en unités électrostatiques $3,4 \times 10^{-10}$, soit $1,1 \times 10^{-20}$ unités électromagnétiques. Vous trouverez sans doute que l'accord est pleinement satisfaisant.

Malheureusement on ne peut pas dire dans cette théorie du rayonnement que ce n'est que le premier pas qui coûte. Ce qui reste à faire est beaucoup plus difficile. Il ressort de ce qui précède que l'énergie des molécules, représentée dans nos formules par la constante universelle α, détermine l'un des deux paramètres de notre courbe; mais il m'a été impossible de découvrir ce qui détermine le second paramètre, la valeur de la longueur d'onde λ_m. Probablement elle dépendra des propriétés des électrons, et seront-ce après tout ces propriétés qui sont à la base de l'unité que présentent les corps les plus divers dans ces questions du rayonnement. Mais il faut avouer que nous n'en savons presque rien. Il est même impossible, à l'heure qu'il est, d'expliquer nettement pourquoi, en chauffant un corps, on déplace le rayonnement vers le côté des petites longueurs d'onde, ou, pour m'exprimer plus simplement, pourquoi les corps deviennent lumineux à une certaine température.

Je terminerai par une déduction théorique (1) qui me semble pré-

(1) Lorentz, *The theory of radiation and the second law of thermodynamics* (*Proceedings Acad. of Sc. Amsterdam*, p. 436; 1900-1901).

senter quelque intérêt. Dans les cas, et il y en a grand nombre, où il est impossible d'approfondir entièrement le mécanisme des phénomènes, on peut souvent, pour trouver au moins quelque chose, tirer parti d'un artifice qui consiste dans la comparaison de deux systèmes « semblables » ; j'entends par là que les valeurs des grandeurs géométriques ou physiques dans le premier système ne se distinguent des valeurs correspondantes dans le second que par un facteur qui est le même pour les quantités de la même espèce, par exemple pour toutes les longueurs, pour toutes les vitesses, pour toutes les masses, etc., mais qui peut varier d'une espèce à l'autre.

En se servant de cette méthode, on peut démontrer le théorème suivant : si un corps pondérable M, ayant une température T et entouré de tous côtés de parois parfaitement réfléchissantes, produit dans l'éther à l'intérieur de ces parois un rayonnement dans lequel la densité de l'énergie a une certaine valeur A, on peut toujours concevoir un deuxième corps M' dont les molécules ont en moyenne la même force vive et qui, malgré cela, produit dans l'éther une densité de l'énergie qui n'est que la huitième partie de la densité A. Il suffit à cet effet de doubler toutes les dimensions linéaires, les diamètres des molécules, des atomes et des électrons, ainsi que leurs distances mutuelles, sans rien changer aux masses, en augmentant en même temps les charges électriques dans le rapport de 1 à $\sqrt{2}$.

Si l'on ne se soucie pas des électrons et des rayons qu'ils émettent, c'est-à-dire si l'on ne sort pas des théories moléculaires ordinaires, il n'y a aucune raison de croire que le second corps M' ne pourrait pas exister. Mais, dans la théorie dont il s'agit actuellement, il n'en est plus ainsi ; il est impossible que les deux corps M et M' aient à la fois une existence réelle.

Ces deux corps auraient en effet la même température, puisque l'énergie moyenne de leurs molécules est égale. Il y aurait donc contradiction entre la loi si solidement établie de Kirchhoff et ce fait que la densité de l'énergie dans l'éther serait différente dans les deux cas. Probablement, la raison pour laquelle M et M' ne peuvent exister tous les deux doit être cherchée dans l'identité des électrons qui existent dans toute la matière pondérable qu'on trouve dans la nature ; en détruisant cette identité, nous avons construit un corps fictif qui ne se trouve pas dans la nature et qui ne pourra jamais être réalisé.

La conclusion que nous avons tirée de la considération de systèmes semblables provoque une dernière remarque au sujet de la

seconde loi de la thermodynamique. En étudiant les théories moléculaires ordinaires, nous avons eu l'impression que cette loi est applicable à tous les systèmes, sans aucune exception. Ensuite, dans notre discussion des phénomènes thermo-électriques, nous avons trouvé qu'elle peut être employée même dans un cas où on n'avait pas le droit de s'y attendre. Maintenant, au contraire, les phénomènes du rayonnement nous ont montré que le principe de Carnot-Clausius ne peut pas être vrai pour tous les systèmes imaginables ; il ne pourrait être maintenu si les deux corps que j'ai appelés M et M' pouvaient exister à la fois.

En résumé, vous voyez qu'un examen un peu attentif des théories soulève bien des questions qui ont pour nous une grande importance, si nous désirons connaître le fond même des lois que nous appliquons et les limites de leur applicabilité. Espérons que le mathématicien qui répondra à ces questions ne se fera pas trop longtemps attendre.

PHOTOGRAPHIES EN COULEURS DU SPECTRE NÉGATIVES PAR TRANSMISSION;

Par M. G. LIPPMANN.

On sait que l'on obtient la reproduction photographique des couleurs en employant une couche sensible de nature quelconque, pourvu qu'elle soit transparente, et adossée, pendant la pose, à un miroir de mercure. Les couleurs du modèle sont visibles par réflexion après développement de la plaque.

La nature de la couche sensible est d'ailleurs indifférente : on obtient des couleurs soit avec des couches de gélatino-bromure d'argent, soit avec des couches de gélatine, ou d'albumine, ou de cellulose bichromatée [1].

---

[1] Pour opérer sur cellulose, on fait dissoudre cette substance dans la liqueur de Schweizer, on coule sur verre. Après que la couche a fait prise, on la décolore par un lavage à l'acide chlorhydrique étendu ; puis on l'imbibe de bichromate de potasse à 3 ou 4 0/0 et on la fait sécher. La couche sèche est exposée dans le châssis-presse à mercure jusqu'à ce que la trace de l'image soit visible en brun. Il ne reste plus qu'à laver la plaque à l'eau pure pour enlever le bichromate : les couleurs apparaissent en même temps.

Quand la couche sensible est formée d'une pellicule bichromatée, on la fixe par un simple lavage à l'eau : les couleurs apparaissent en même temps, visibles tant que la couche est humide. Elles disparaissent par dessiccation et reparaissent chaque fois que l'on rend de l'humidité à la plaque (1).

Ce phénomène tient sans doute à l'action exercée sur les propriétés hygrométriques de la pellicule. La substance bichromatée devient moins gonflable par l'eau, partout où l'action lumineuse a été plus forte, c'est-à-dire dans les maxima d'interférence. L'humidité rend la plaque hétérogène au point de vue physique et optique en se répartissant dans sa masse suivant une loi périodique.

Je me suis demandé si l'on ne pouvait pas remplacer, dans cette expérience, l'eau, qui s'évapore, par une matière solide et fixe.

J'ai alors imbibé la plaque, non plus d'eau pure, mais d'une dissolution aqueuse d'iodure de potassium; après séchage, les couleurs subsistent encore, mais faiblement visibles ; l'iodure de potassium est donc demeuré dans la plaque en se partageant inégalement entre les maxima et les minima d'interférence.

Vient-on à verser sur les couches ainsi chargées d'iodure de potassium à l'état sec une dissolution de nitrate d'argent à 20 0/0, les couleurs deviennent extrêmement brillantes : on peut ensuite laver la plaque et la faire sécher; les couleurs subsistent après séchage avec tout leur éclat.

Il s'est sans doute formé de l'iodure d'argent qui demeure inégalement réparti dans l'épaisseur de la pellicule. Mais celle-ci demeure transparente et l'iodure est dissimulé à l'état de solution dans la couche solide; il n'en produit pas moins un renforcement des couleurs, qui subsistera après le séchage.

En outre, on constate sur les épreuves que les couleurs vues par transparence sont changées en leurs complémentaires, et que les négatifs ainsi obtenus sont brillants. Si l'on arrivait quelque jour à obtenir le même résultat en partant, non plus de couches bichromatées, qui sont peu sensibles et peu isochromatiques, mais de pellicules au gélatino-bromure, on pourrait multiplier les épreuves en couleurs par tirage au châssis-presse, comme dans le cas de la photographie ordinaire.

---

(1) Dans le cas de la gélatine, qui se gonfle fortement, il ne faut pas remouiller complètement la plaque, mais l'humecter avec l'haleine, ou mieux la passer à l'alcool.

SUR LES CHALEURS SPÉCIFIQUES DE L'ACIDE CARBONIQUE ET DE L'ISOPENTANE

(Réponse aux remarques faites à ce sujet par M. E. Mathias);

Par M. C. DIETERICI.

M. E. Mathias a fait dans ce journal (¹) quelques remarques concernant mon travail (²) sur les chaleurs spécifiques que je ne peux pas laisser sans réponse. D'abord M. E. Mathias se plaint que, à part une citation de sa thèse concernant l'acide carbonique, je n'aie pas fait mention de ses mémoires sur l'acide sulfureux et qu'il soit obligé de rappeler qu'il a donné le premier la solution expérimentale et théorique de la question. Je regrette profondément de n'avoir pas eu l'occasion de prendre connaissance de ces ouvrages, et je n'hésite pas un moment à concéder que M. E. Mathias a employé avant moi, en étudiant l'acide sulfureux, la même méthode expérimentale que celle que j'ai employée moi-même plus tard pour l'acide carbonique. Mais il convient de remarquer que je n'ai pas eu l'intention de présenter la méthode expérimentale comme nouvelle; car je crois que, depuis le commencement de la calorimétrie, on a employé la même méthode pour la détermination des chaleurs spécifiques des liquides ; on a rempli un vase fermé avec un poids de liquide exactement connu, on l'a chauffé et observé dans un calorimètre la chaleur dégagée, et par la différence de la chaleur du vase vide et du vase rempli on a obtenu la chaleur spécifique. C'est la méthode expérimentale bien connue depuis longtemps. En l'utilisant pour les liquides qui exercent une forte pression sur les parois du vase aux températures employées, nous rencontrons deux difficultés, l'une expérimentale parce qu'on doit faire le vase assez résistant et par là on est obligé d'augmenter la chaleur absorbée par le vase vide, et l'autre théorique parce qu'on doit déterminer quelle partie de la chaleur dégagée par la substance est due au liquide et quelle partie est due à la vapeur saturée qui s'ajoute au liquide.

1° Si M est la masse (poids) totale de substance renfermée dans un vase de volume V, la partie (poids) m sera à l'état de vapeur saturée et la masse $(M - m)$ à l'état liquide. La masse m est fonction de

(¹) *J. de Phys*, 4ᵉ série, t. III, p. 939-946; 1904.

(²) *Ann. d. Phys.*, Bd. 12, p. 154-185 ; 1903.

la température. Si un tel mélange est chauffé à la température t° C. et plongé dans un calorimètre dont la température finale soit ϑ (en employant le calorimètre de Bunsen, nous avons $\vartheta = 0^{\circ}$ C.), la chaleur dégagée de la substance sera, d'après la formule que j'ai donnée,

$$[Q]^t_{\vartheta} = [m\rho]^t_{\vartheta} + Mc_{im}(t - \vartheta), \tag{1}$$

dans laquelle ρ est la chaleur interne de vaporisation, c_{im} la chaleur spécifique moyenne du liquide. Cette chaleur est définie par l'équation :

$$C_i = C_s + p_s \frac{dv_1}{dt}.$$

qui exprime que la chaleur spécifique interne est la chaleur spécifique du liquide C_s sous la pression de saturation p_s diminuée du travail externe dû à la dilatation du liquide $\frac{dv_1}{dt}$ sous la même pression, C_i étant l'augmentation de l'énergie du liquide. Le vase est considéré comme ayant un volume V indépendant de la température.

M. E. Mathias avait d'abord douté que cette formule fût rigoureuse, mais il a révoqué ses doutes dans une note ultérieure [1] ; il n'existe plus dès lors de différence théorique entre nos manières respectives de voir. Il me semble, malgré cela, qu'il peut y avoir avantage pour le problème à ce que je donne ici une démonstration générale qui fasse connaître la relation qui existe entre la formule employée par moi et celles qui avaient été employées auparavant par M. E. Mathias. La manière de traiter le problème nous amènera aux formules bien connues de la théorie mécanique de la chaleur [2]. Après cela je passerai aux remarques de M. Mathias concernant les expériences.

2° Prenons dans un volume invariable la masse M, et supposons que v_2 soit le volume spécifique de la vapeur saturée, v_1 le volume spécifique du liquide à la température t, la masse m de la vapeur saturée sera donnée par la formule :

$$m_t = \left(\frac{V - Mv_1}{v_2 - v_1}\right)_t. \tag{2}$$

Dans le diagramme de la *fig.* 1, on a représenté pour la masse M

---

(1) Ce volume p. 76.

(2) Voir aussi mes déductions, *Ann. d. Phys.*, t. VI, p. 861 : 1901.

de substance les deux isothermes t et ϑ, et la ligne de saturation S avec son sommet au point critique. Supposons que le volume V soit donné par l'abscisse OA, le point a représente l'état du mélange à la température t. Si la température du mélange est abaissée jusqu'à ϑ à volume constant, les changements dans l'état de la masse sont représentés par la ligne aa'; la chaleur dégagée, qui est observée dans le calorimètre, est égale au changement de l'énergie U de la substance, parce que, pour tout changement à volume constant, le travail externe exigé par la substance est nul :

$$(3) \qquad [Q]^t_\vartheta = [U]^t_\vartheta.$$

Le changement d'énergie est le même, quel que soit le chemin que

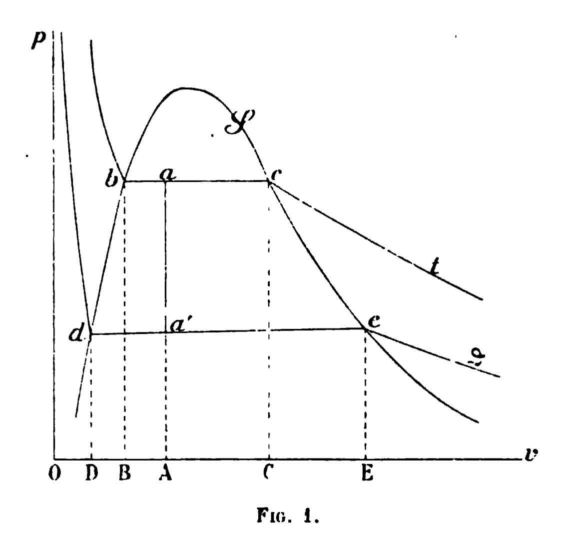


Fig. 1.

nous prenons; nous prenions le chemin $abda'$ et le chemin $acea'$ du diagramme. C'est-à-dire :

Chemin $abda'$: a) nous diminuons avec un piston, à la température constante t et sous la pression constante de la saturation, la masse m_t de la vapeur saturée. La chaleur dégagée pendant cette opération sera :

$$q_1 = m_t\lambda_t;$$

si λ_t est la chaleur totale de vaporisation, le changement de l'énergie

sera :

$$u_1 = m_t \cdot \rho_t.$$

b) Nous refroidissons la substance, qui est entièrement liquide, de t à ϑ en maintenant la pression de saturation. La chaleur dégagée sera :

$$q_2 = \mathrm{M} \cdot \int_\vartheta^t c_s dt = \mathrm{M} c_{sm} (t - \vartheta),$$

et le changement de l'énergie :

$$u_2 = \mathrm{M} \int_\vartheta^t c_i dt = \mathrm{M} c_{im} (t - \vartheta).$$

c) Nous augmentons le volume, à la température constante ϑ et sous la pression constante de saturation p_s, de M_v' à V pour atteindre le point a' du diagramme. La chaleur absorbée par la substance sera :

$$q_3 = m_\vartheta \cdot \lambda_\vartheta ;$$

le changement de l'énergie :

$$u_3 = m_\vartheta \cdot \rho_\vartheta.$$

Le changement total de l'énergie entre a et a' est donné par :

$$(4) \qquad [\mathrm{U}]^t_\vartheta = u_1 + u_2 + u_3 = m_t \rho_t - m_\vartheta \rho_\vartheta + \mathrm{M} c_{im} (t - \vartheta) ;$$

il est donc, d'après l'équation (3), le même que la chaleur observée. Nous aurons alors l'équation employée dans mon travail :

$$(1) \qquad [\mathrm{Q}]^t_\vartheta = [m\rho]^t_\vartheta + \mathrm{M} c_{im} (t - \vartheta).$$

Évidemment on peut choisir la route *acea'* pour le passage de l'état du mélange du point a au point a' du diagramme. Il suffit de noter les quantités de l'énergie dégagée du système dans ce chemin par :

$$(7) \qquad [\mathrm{U}]^t_\vartheta = [\mathrm{Q}]^t_\vartheta = -[(\mathrm{M} - m)\rho]^t_\vartheta + \mathrm{M} h_{im} (t - \vartheta),$$

où h_{im} est la chaleur spécifique moyenne interne de la vapeur satu-

rée. La grandeur h_i est définie de même manière que c_i par :

$$h_l = h_s - p_s \frac{dv_2}{dt},$$

c'est-à-dire que h_l est la chaleur spécifique de la vapeur saturée h_s [1] moins le travail externe ou le changement de l'énergie le long de la ligne de saturation.

En éliminant $[Q]^t_\vartheta$ entre les équations (1) et (7), nous obtenons :

$$(8) \qquad (C_{im} - h_{im})(t - \vartheta) = -(\rho_t - \rho_\vartheta),$$

ou, si la différence de température est infiniment petite,

$$(8a) \qquad C_l - h_l = -\frac{d\rho}{dT}.$$

C'est la même équation que l'équation (4) bien connue de la théorie mécanique de la chaleur :

$$(8b) \qquad C_s - h_s = \frac{\lambda}{T} - \frac{d\lambda}{dT},$$

car il suffit d'ajouter aux deux membres de l'équation (8a) les mêmes travaux externes, et de se rappeler de la formule de Clapeyron :

$$(9) \qquad \lambda = T \cdot \frac{dp_s}{dT}(v_2 - v_1),$$

pour transformer une équation dans l'autre. Nous avons donc obtenu, en calculant le changement d'énergie le long de deux chemins différents, une vérification de l'une des formules les plus importantes de la théorie mécanique de la chaleur.

Il est évident que si on détermine L_{iv} par des expériences et que l'on connaisse la chaleur de vaporisation interne ρ on peut calculer la grandeur h_l par l'équation (8a). C'est le procédé de calcul employé dans mon mémoire concernant l'acide carbonique et l'isopentane.

On peut aussi déterminer c_i et h_l par des expériences et calculer ρ: c'est le procédé employé par M. E. Mathias dans ses mémoires concernant l'acide sulfureux.

---

(1) Les signes c_s et h_s sont ceux de Clausius.

En revenant à la formule, on peut remarquer que le premier terme est le produit des deux fonctions de la température m et ρ. D'après l'équation (2), nous avons :

$$m_t = \frac{V - Mv_1}{v_2 - v_1},$$

et d'après (9) :

$$\rho = (v_2 - v_1)\left(T \frac{dp_s}{dT} - p_s\right);$$

dans le produit $(m \cdot \rho)$, la différence $(v_2 - v_1)$ des volumes spécifiques disparaît et il reste :

$$m\rho = (V - Mv_1)\left(T \cdot \frac{dp_s}{dT} - p_s\right) = (V - Mv_1)\rho_1.$$

C'est un heureux accident ; car on sait bien que le terme

$$\rho_1 = \left(T \cdot \frac{dp_s}{dT} - p_s\right),$$

c'est-à-dire la chaleur de vaporisation interne pour 1 centimètre cube de vapeur saturée, peut être calculé avec exactitude, parce qu'il ne contient que la pression de saturation. L'incertitude qui se rencontre toujours dans le calcul de la chaleur de vaporisation est due presque entièrement à l'incertitude sur le volume spécifique de la vapeur saturée v_2, tandis que le volume v_1 du liquide peut être déterminé avec une beaucoup plus grande précision. Nous pouvons donc écrire :

$$[Q]^t_\vartheta = [(V - Mv_1)\rho_1]^t_\vartheta + Mc_{im}(t - \vartheta),$$

et nous voyons que le premier terme ne contient que la chaleur de vaporisation interne pour le nombre de centimètres cubes que le volume V laisse au-dessus du liquide, et ce nombre peut toujours être déterminé avec une grande sûreté. Le premier terme contient donc une correction bien certaine.

M. E. Mathias emploie une formule analogue à la formule (7) pour la vapeur saturée, dans le cas seulement où la température t est telle que le vase soit rempli entièrement par le liquide ou par la vapeur. Dans ce cas :

$$V = M \cdot v_1,$$

et le premier membre de la correction devient nul. Mais rien n'empêche d'employer la formule pour toute température inférieure à cette température maxima, d'autant plus que les deux parties de la correction se compensent partiellement, et, pour chaque masse M et volume V, on peut trouver une température à laquelle la correction disparaît.

3° M. Mathias doute de l'exactitude de mes expériences : il prend d'abord le premier groupe des observations faites à environ 7° C. avec l'acide carbonique; il est étonné que la différence maxima des observations soit 4 0/0. On ne saurait cependant s'en étonner, car nous avons affaire à un petit abaissement de température de 7°. Comme dans chaque étuve la température n'est jamais exactement constante, on a une incertitude sur la température d'environ 0°,05 C., ce qui veut dire presque 1 0/0 de l'abaissement. Mais cette incertitude sur la température concerne non seulement la substance, mais aussi le vase, et, comme la chaleur absorbée par le vase est trois fois plus grande que celle correspondant à la substance, ou bien comme cette dernière est un quart de la chaleur totale observée, l'erreur sur la température de 1 0/0 atteint 4 0/0 pour la substance. Il est bien connu que cette erreur de température se présente toujours quand l'intervalle de température est petit, et M. Mathias se sera aperçu que les observations devenaient d'autant plus exactes que l'intervalle de température s'agrandissait.

En ce qui concerne l'isopentane. « Ce cas me semble plus grave encore », dit M. Mathias, parce que sur une seule observation l'erreur est de 5 0/0. J'aurais pu ici employer l'expression dont s'est servi M. Mathias en discutant ses résultats relatifs à l'acide sulfureux [1] : « si on laisse de côté la dixième expérience, qui est visiblement fautive », car tous les expérimentateurs savent bien qu'une seule expérience peut ne pas réussir.

Partant de mes observations de c_i, j'ai calculé la grandeur h_i en employant la formule (8*a*). Le calcul me semblait plus sûr que l'observation directe de cette grandeur; car, grâce aux observations de M. Amagat, la chaleur interne de vaporisation C de l'acide carbonique peut être calculée avec sûreté, et le résultat du calcul est confirmé par les observations de M. Mathias mentionnées dans mon travail.

En étudiant l'acide sulfureux, M. Mathias a fait des expériences directes. Doit-on considérer des expériences directes comme compor-

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 387; 1896.

tant une plus grande certitude? Je ne le crois pas. Voyons par exemple l'observation n° 8 de M. Mathias, qui s'accorde bien avec les autres. La masse totale était 3^{gr},7065, la température initiale 105°,30, la température finale 21°,008; la chaleur totale observée était 1658,3 calories, dont 1397,92 calories sont dues à la chaleur du vase; le reste, 260,38 calories ou la sixième partie, est dû à la substance. Mais cette chaleur est, d'après la formule (7), produite presque exclusivement par la condensation qu'on évalue à environ 240 calories, et il ne reste ainsi que 260 — 240 = 20 calories. Cette différence, qui n'est que 1,25 0/0 de la chaleur totale observée, fait connaître la chaleur spécifique interne de la vapeur. Vraiment je ne crois pas qu'on puisse atteindre de cette manière une certitude supérieure à celle du calcul.

En employant les nombres observés pour c_i et calculés pour h_i, j'ai essayé de calculer les deux chaleurs spécifiques c_v et h_v à volume constant. Les formules employées paraissent à M. Mathias sans « aucune réalité », quoique ces formules soient celles, bien connues, que M. Mathias emploie lui-même.

Les formules sont les suivantes :

$$C_s = C_v + T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \cdot \frac{dv_1}{dT}, \qquad h_s = h_v + T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \cdot \frac{dv_2}{dT}$$

ou

$$C_i = C_v + \left[T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p\right] \frac{dv_1}{dT}, \qquad h_i = h_v + \left[T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p\right] \frac{dv_2}{dT}.$$

J'ai pris les coefficients différentiels $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$ et $\frac{dv_s}{dT}$, d'après les observations de M. Amagat, et j'ai calculé c_v et h_v.

M. Mathias « relève simplement l'absurdité des valeurs négatives de c_v pour l'acide carbonique liquide au-delà de 29°, et les valeurs négatives de h_v pour la vapeur saturée du même corps entre 28° et 30°, et la vapeur saturée de l'isopentane au voisinage immédiat du point critique ».

Mais écoutons donc ce que j'ai dit dans mon travail [1] : les grandeurs c_v et h_v sont toujours positives dans l'intervalle de température 0° et 25°, où le calcul peut être considéré comme assez sûr. Au delà de 25° C., le calcul devient complètement incertain, parce qu'il est impossible de déterminer dans le voisinage du point critique

(1) *Ann. d. Phys.*, t. XII, p. 171; 1903.

les coefficients différentiels. Et je continue (p. 172) : « Vu que le résultat du calcul de c_v et h_v n'est pas assez sûr, j'ai essayé de déterminer directement ces grandeurs. Un tube de verre est rempli d'une masse d'acide carbonique telle que le tube soit complètement rempli de liquide à 3°,2 C. Ce tube est surchauffé à 19°,3 C., et j'ai observé la chaleur dégagée. De cette manière j'ai expérimenté sur huit tubes en changeant le poids du contenu, et j'ai constaté que la chaleur spécifique c_v est positive et a la valeur 0,24 pour $v = 1^{cm^3},115$, que cette grandeur augmente avec le volume, atteint un maximum 0,33 pour le volume critique, et qu'au delà la valeur h_v diminue avec le volume.

« Ces observations étaient assez dangereuses, car la pression interne croît énormément quand on surchauffe un tube complètement rempli de liquide de 20 ou 30°, et plusieurs explosions ont eu lieu. »

Je doute que des expériences de ce genre aient déjà été faites. Malgrécela, M. Mathias dit : « La détermination des quantités c_{im} est la seule partie expérimentale du travail de M. Dieterici; une fois ces nombres admis, tout le reste est calcul et ne comporte pas de vérification. »

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;

T. XIX; janvier-juin 1905.

I. — Travaux sur l'ionisation et la radio-activité.

H.-M. DADOURIAN. — Radio-activity of underground air (Radio-activité de l'air extrait du sol). — P. 10-22.

Rappelons d'abord les valeurs trouvées pour les constantes de temps $\left(\text{durées approximatives de réduction à } \frac{1}{2}\right)$ suivantes :

Émanation du radium..............................	3,5 à 4 jours
Émanation du thorium..............................	1 minute
Radio-activité induite par le radium (après 2 heures)...	28 minutes
Radio-activité induite par le thorium..................	10 h. 1/2 à 11 h.

Le gaz radio-actif de l'atmosphère, dont l'activité décroît de moitié en quatre jours environ, mais qui donne à un fil isolé chargé négative-

ment une radio-activité induite, décroissant de moitié en quarante ou quarante-cinq minutes, serait, d'après H.-A. Bumstead [1], un mélange d'émanation du thorium et d'émanation du radium, au moins principalement. L'auteur a étudié de la même façon la radio-activité induite par l'air extrait du sol, pour lequel H.-A. Bumstead et L.-P. Wheeler [2] ont trouvé précédemment une décroissance d'activité identique à celle de l'émanation du radium.

Un fil métallique enroulé sur un tambour en bois et chargé négativement par une machine Wimshurst est exposé pendant trois heures à l'air d'une cavité creusée dans le sol, l'air étant extrait continuellement de cette cavité par une trompe à eau.

Le fil est ensuite porté dans un appareil identique à celui qu'on emploie dans toutes les expériences de ce genre, consistant essentiellement en un condensateur cylindrique et un électromètre hermétique. L'ionisation est mesurée de cinq en cinq minutes pendant cinq heures, et ensuite à des intervalles moins rapprochés.

Au bout de cinq heures, on peut admettre que la radio-activité induite par le radium est tout à fait négligeable : la radio-activité résiduelle se comporte bien comme si elle était due exclusivement au thorium ; elle décroît de moitié en dix heures et demie.

L'auteur a déterminé lui-même directement les courbes de variation de la radio-activité induite par le radium et de la radio-activité induite par le thorium. La comparaison de cette dernière avec la fin de la courbe expérimentale relative à l'air du sol indique la proportion d'ionisation due au thorium ; la courbe obtenue en prenant la différence des deux autres est presque identique à celle de la radio-activité induite par le radium : il y a une très légère différence de pente entre les courbes logarithmiques, indiquant que la radio-activité induite par l'air contenu dans le sol décroît un peu plus lentement que celle qui serait due à une superposition des activités induites par le radium et le thorium, dans la proportion admise ; mais les graphiques montrent que cette différence est vraiment bien faible.

Les conclusions de H.-A. Bumstead, relatives à l'air atmosphérique, peuvent donc s'étendre à l'air extrait du sol.

---

(1) *Amer. Journ. of Sc.*, t. XVIII, p. 1 ; 1904 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. IV ; p. 291.

(2) *Amer. Journ. of Sc.*, t. XVII ; 1904 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 825.

C. BARUS. — Preliminary results with an objective method of showing distribution of nuclei produced by the X rays, for instance (Premiers résultats donnés par une méthode permettant d'étudier expérimentalement la distribution des noyaux de condensation produits par les rayons X, par exemple). — P. 175-184.

La « chambre de condensation » est constituée par une caisse allongée qui reçoit les rayons X par un bout. Les parois latérales, formées par des glaces, permettent l'observation des couronnes de diffraction à différentes distances de l'ampoule. La paroi supérieure et la paroi inférieure, en bois, sont garnies de coton mouillé. L'air saturé de vapeur d'eau, soigneusement débarrassé de toute poussière, subit une détente insuffisante pour que la condensation due à l'ionisation spontanée de l'air se produise. La condensation ne se produit que sous l'action des rayons X (variation de pression, 17 centimètres de mercure).

Si les rayons de Röntgen ont agi peu de temps, les noyaux n'ayant pas eu le temps de se diffuser, l'observation des couronnes à différentes distances de l'ampoule montre que le nombre de noyaux diminue à mesure que la distance augmente ; ces couronnes sont circulaires et ne révèlent, par suite, aucune inégalité suivant la verticale.

Mais, si la durée d'exposition aux rayons de Röntgen va en croissant, les couronnes se déforment : elles deviennent elliptiques, le grand axe étant horizontal, puis allongées en fuseau. Leurs formes sont toujours symétriques par rapport à leur diamètre horizontal, c'est-à-dire par rapport à l'axe de la caisse; la déformation, qui se produit d'abord seulement dans la région la plus voisine de l'ampoule, se propage ensuite progressivement jusqu'à l'autre extrémité. Si l'on produit la détente à nouveau après avoir fait rentrer de l'air filtré, mais sans nouvelle röntgénisation, les couronnes observées, qui sont dues aux noyaux ayant échappé à la première condensation, sont circulaires et identiques dans toutes les régions de la caisse, indiquant ainsi une distribution isotrope des noyaux.

Les formes observées s'expliquent théoriquement bien en admettant :

1° Soit que le diamètre des particules d'eau aille en croissant régulièrement à partir de l'axe de la caisse, qu'on se dirige vers le haut ou vers le bas ;

2° Soit que le nombre des noyaux aille en décroissant de l'axe vers les parois humides ;

3° Ou bien les deux raisons à la fois.

L'auteur émet deux hypothèses, en semblant incliner vers la première :

1° Les noyaux de condensation ont leur origine sur les parois mouillées sur lesquelles les rayons X viennent tomber : il y en a donc un plus grand nombre au voisinage des parois, ce qui donnerait un résultat opposé ; mais leur tendance à croître en volume par cohésion étant plus marquée, ils sont plus gros auprès des parois, et cet effet l'emporte sur l'autre. La chute de pluie produite aussitôt après la première détente serait due à ces gros noyaux ; les plus petits restent, comme le montrent les couronnes qu'on obtient par une nouvelle détente. L'ionisation par les rayons secondaires émis par les parois agirait dans le même sens ;

2° Comme la paroi humide absorbe les noyaux de condensation, la simple diffusion doit établir une distribution inégale des noyaux ; leur nombre doit croître de l'axe vers les parois.

L'auteur insiste à nouveau sur ce fait que la nucléation (nombre de noyaux) et l'ionisation mesurée par la méthode électrométrique ont des sorts très différents, les noyaux persistant encore en grande partie quand l'ionisation a depuis longtemps disparu.

C. BARUS. — Alternation of large and small coronas observed in case of identical condensations produced in dust-free air saturated with moisture (Production de couronnes alternativement grandes et petites observée dans le cas de condensations identiques produites dans de l'air dénué de poussières et saturé d'humidité). — P. 349-356.

Il s'agit surtout, dans ces expériences, de condensation par détente due à l'ionisation spontanée seule.

La variation de pression nécessaire est, dans ce cas, de $22^{cm},5$ de mercure, l'air étant d'abord à la pression atmosphérique. L'intervalle de temps écoulé entre deux condensations successives est suffisant pour que l'air soit saturé à nouveau d'humidité dans toutes les régions de la chambre de condensation.

L'alternance régulière de couronnes de petit diamètre et de couronnes de grand diamètre (double environ) s'est poursuivie plus de vingt fois.

L'auteur discute un certain nombre d'explications possibles de ce singulier phénomène ; celle qu'il adopte la dernière, dans une note ajoutée après coup, fait intervenir la formation d'ions libres par évaporation de l'eau, ces ions servant de noyaux de condensation pour les couronnes de faible diamètre.

H.-L. BRONSON. — Radio-active measurements by a constant deflection method (Mesures de radio-activité par une méthode de déviation constante). — P. 185-187.

On mesure ordinairement l'intensité des courants d'ionisation par la vitesse de décharge d'un électromètre, la capacité du système étant supposée constante. La méthode est incommode quand la chute de potentiel est rapide ; de plus, le changement de sensibilité, par l'introduction d'une capacité supplémentaire, exige des mesures précises de capacités. L'auteur évite ces difficultés par une méthode de déviation constante : les quadrants chargés par le courant à mesurer se déchargent continuellement à l'aide d'un autre courant d'ionisation fourni par un corps dont l'activité, variant avec une extrême lenteur, peut être regardée comme constante pendant une expérience : le bismuth radio-actif de Marckwald. Quand les deux courants sont égaux, le courant mesuré est proportionnel au potentiel des quadrants, c'est-à-dire à la déviation permanente de l'aiguille.

Comme application, l'auteur a déterminé les constantes de temps de l'activité induite par l'actinium (réduction à 1/2 en $35^{min},7$) et de l'émanation du thorium (réduction à 1/2 en 54 secondes) [1].

Les courbes expérimentales publiées donnent pour le logarithme de l'intensité en fonction du temps des droites très bien définies, bien parallèles pour les différentes séries d'observations ; les écarts individuels sont très faibles.

W.-P. HEADDEN. — Doughty springs, a group of radium-bearing springs, Delta County, Colorado (Les sources Doughty, groupe de sources radifères, dans le Colorado). — P. 297-309.

Ces sources ont déposé à leurs points d'émergence une masse calcaire énorme contenant beaucoup de sulfate de baryum. Le dépôt de

(1) La première valeur est inférieure à celle trouvée par Debierne et confirmée par miss Brooks (*Phil. Mag.*, septembre 1904) ; la seconde concorde bien avec celle trouvée par C. Le Rossignol et C.-T. Gimingham (*Phil. Mag.*, juillet 1904.

certaines sources consiste presque exclusivement en SO^4Ba, et c'est là un fait à peu près unique. Ce dépôt s'est montré fortement radifère dans des expériences préliminaires faites par la méthode photographique.

E.-P. ADAMS. — On the absence of helium from carnotite (L'hélium absent de la carnotite). — P. 321-322.

Contrairement à la pechblende, à la monazite ou à la thorianite, qui contiennent de l'hélium pouvant provenir de l'émanation du radium que renferment ces minéraux, la carnotite, également très radifère, n'a pas donné trace sensible d'hélium, probablement parce qu'elle est, comme l'a montré l'expérience directe, très perméable aux gaz et qu'on la trouve uniquement en très petits fragments.

II. — Travaux divers.

Arthur-L. DAY et E.-T. ALLEN. — The isomorphism and thermal properties of the feldspars (Isomorphisme et propriétés thermiques des feldspaths). — P. 93-142.

Les feldspaths artificiels, albite et anorthite, préparés purs, fournissent, quand on les fond ensemble en diverses proportions, un cas intéressant d'isomorphisme. Les auteurs ont pu, en suivant les courbes de température au four électrique (mesurées avec le couple platine-platine rhodié), déterminer les points de fusion des mélanges suivants d'anorthite et d'albite :

Composition.	An,	5An + Al,	2An + Al,	An + Al,	An + 2Al,	An + 3Al
Température de fusion..	1532°,	1500°,	1463°,	1419°,	1367°,	1340°

Ils ont obtenu tous ces corps cristallisés à partir du mélange fondu, et l'identité de composition chimique de la phase liquide (verre) et de la phase solide (cristal) a été établie avec précision pour quelques-uns.

Au point de vue pratique, la détermination du point de fusion de l'anorthite (1532° ± 1°) est assez précise pour fournir un point de repère excellent en pyrométrie.

La continuité de la courbe des points de fusion en fonction de la composition centésimale confirme l'isomorphisme et conduit à

rejeter l'hypothèse de Lane, d'après laquelle on aurait une série eutectique. On a donc une véritable solution solide, les composantes étant miscibles en toutes proportions, à la fois dans la phase liquide et dans la phase solide; de plus, la courbe des points de fusion n'ayant ni maximum ni minimum, le mélange isomorphe est du premier type distingué par Bakhuis Roozeboom [1].

Mais, dans ce cas, il résulte nécessairement de la règle des phases que les phases solide et liquide ne devraient pas avoir la même composition, au moins quand la cristallisation débute : ce n'est qu'à la fin de la cristallisation que la composition du cristal doit devenir identique à celle du liquide primitif. Les résultats des auteurs ne sont pas en contradiction avec cette hétérogénéité de la solidification que la viscosité masque. Dans tous les cas, ils ont bien constaté que la courbe de refroidissement des mélanges ne donne pas une température de solidification bien définie; celle-ci s'étend sur tout un intervalle de températures, conformément à la théorie; sauf pour l'anorthite pure, les valeurs données plus haut sont des moyennes.

La densité d'un mélange, soit à l'état vitreux, soit à l'état cristallisé, est rigoureusement calculable d'après sa composition centésimale; mais, quand la proportion d'albite croît, la densité du mélange vitreux décroît plus vite que celle du mélange cristallisé : les valeurs extrêmes sont :

	État vitreux	État cristallisé
Anorthite.....	2,700	2,765
Albite........	2,382	2,605

J.-B. WHITEHEAD et H.-D. HILL. — Measurement of self-inductance (Mesure du coefficient de self-induction). — P. 149-164.

Rowland a publié la description de 26 méthodes de mesure des coefficients de self-induction et d'induction mutuelle à l'aide de courants alternatifs [2], un grand nombre étant des modifications du pont

(1) *Arch. Néerl.*, 2e série, t. III, p. 414; 1900; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 160.

(2) *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLV, p. 66-85; 1898; — analysé dans *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 239; — reproduit *in extenso* dans les *Physical Papers* de Rowland, p. 294-314, ainsi qu'un autre mémoire, complément du premier, paru dans l'*Amer. Journ. of Sc.*, 4e série, t. VIII, p. 35-57, 1899, en collaboration avec Th.-D. Penniman. A la page 302 des *Physical Papers* se trouvent réunis les schémas de vingt-quatre de ces méthodes.

de Wheatstone et consistant à régler des boîtes de résistance sans self-induction disposées sur une ou plusieurs branches jusqu'à amener une différence de phase de 90° entre les deux courants passant dans les bobines d'un électrodynamomètre employé comme instrument de zéro. Rowland n'a étudié la valeur pratique que d'un petit nombre de ces méthodes. Les auteurs ont repris cette étude, avec un matériel qui semble peu différer de celui de Rowland. L'alternateur employé est construit de façon à donner une force électromotrice rigoureusement sinusoïdale. La période est déterminée à l'aide d'un chronographe spécial, ayant une précision supérieure à $\frac{1}{1000}$ (les coefficients de self-induction varient comme le carré de la fréquence).

Les auteurs rejettent la plupart des méthodes comme manquant de sensibilité et retiennent comme pratique la méthode 14, qui est celle d'Oberbeck; la méthode 25, qui permet de mesurer une self-induction ou une capacité en unités absolues, et enfin la méthode 3, qui permet de comparer une self-induction à une capacité. Dans les expériences de Rowland, la précision obtenue avec les méthodes dépendant de la période, celle-ci étant insuffisamment constante, était moindre; mais Rowland et Penniman avaient déjà reconnu comme excellentes les méthodes indépendantes de la période, c'est-à-dire permettant la comparaison d'une self-induction à un étalon de self-induction ou d'une capacité à un étalon de capacité.

W. Mac CLELLAN. — Note on interference with the biprism (Note sur les interférences obtenues avec le biprisme). — P. 294-296.

Les deux bords du champ d'interférence présentent des bandes de diffraction. Calcul théorique des conditions à réaliser pour que ces bandes laissent au milieu du champ un espace dans lequel les franges d'interférence seules soient visibles : on admet qu'à partir d'un rang déterminé les bandes de diffraction ont une visibilité nulle, le rapport des intensités extrêmes étant trop voisin de l'unité.

C.-S. HASTINGS. — The error of collimation in the human eye (Erreur de collimation dans l'œil humain). — P. 310-314.

C.-S. HASTINGS. — Group of visual phenomena depending upon optical errors of the human eye (Groupe de phénomènes visuels dépendant d'imperfections de l'œil humain). — P. 401-412.

1° L'angle de l'axe secondaire aboutissant à la région (*fovea centralis*) de plus grande sensibilité de la rétine forme avec l'axe optique un angle de 4°,2 (moyenne de 60 individus). Cet axe de la vision nette est toujours, à l'extérieur de l'œil, du côté nasal de l'axe optique; les valeurs extrêmes varient de 1°,25 à 7°,75;

2° Le centre de la pupille n'est pas sur l'axe de vision nette : il est situé sensiblement sur une ligne bissectant l'axe optique et la ligne de vision nette.

En se basant sur ces données nouvelles, l'auteur montre que cette erreur de collimation permet la vision nette (par un seul des deux yeux) de la limite de séparation de deux plages de couleurs différentes, malgré l'aberration de réfrangibilité, en accommodant soit pour l'une des couleurs, soit pour l'autre.

Explication, d'après cette théorie, de diverses illusions relatives à la vision d'objets colorés à diverses distances, par exemple de celle-ci : un objet rouge vu sur un fond vert très éclairé, plus éloigné, paraît bordé d'une ligne noire extrêmement fine.

L'illusion de relief dans la vision binoculaire d'objets plans présentant des colorations vives (vitraux), qui se produit quand l'observateur ou l'objet se déplace transversalement, serait due à la différence des vitesses angulaires des plages de différentes couleurs : les plus réfrangibles, ayant une vitesse angulaire plus faible, paraissent plus éloignées.

L'auteur pense que les artistes français du XIIIe siècle savaient tirer parti de cette illusion (vitraux de la cathédrale de Bourges).

H.-M. BADOURIAN. — A new form of electrode for lead storage cells (Nouvelle forme d'électrode pour accumulateurs au plomb). — P. 315-316.

Il s'agit de petits accumulateurs portatifs, de 1 ampère-heure de capacité. Chaque électrode est constituée par un bout de tube de plomb (diamètre 1cm,2) percé de nombreux petits trous (0cm,3) et rempli complètement de la pâte active.

HOWARD-D. MINCHIN. — Reflection of light by colored papers (Réflexion de la lumière par les papiers coloriés). — P. 445-450.

Un spectrophotomètre de Brace à deux collimateurs permet de comparer, pour cinq longueurs d'onde bien définies, l'intensité de la lumière réfléchie par divers papiers peints à l'intensité de la lumière directe. La source est une lampe à incandescence; une source identique fournit le spectre de comparaison avec une intensité réglable à l'aide d'un disque obturateur dont les secteurs évidés ont un angle variable.

Les résultats numériques obtenus sont très précis: mais ils n'ont, naturellement, de valeur que pour les papiers particuliers étudiés. Quelques conclusions générales s'en déduisent pourtant, telles que celle-ci : les papiers « verts » réfléchissent en quantité notable toutes les couleurs du spectre.

H. BÉNARD.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CXL; 1er semestre 1905.

G. LIPPMANN. — Franges d'interférence produites par le système de deux miroirs perpendiculaires entre eux. — P. 21.

Avec deux miroirs dont l'angle est voisin de 90°, on obtient des franges pareilles à celles des miroirs de Fresnel. Les deux faisceaux interférents ayant subi chacun deux réflexions fournissent en effet deux images qui fonctionnent comme deux sources synchrones et donnent un système de franges, à frange centrale blanche, parallèles à l'intersection du plan des miroirs. L'auteur indique les diverses formes qu'on peut donner à l'expérience.

DE SPARRE et FOUCHÉ. — Au sujet de la déviation des corps dans la chute libre. — p. 33-363 et P. 226-427.

Étude complète. — Résultats différents de M. Fouché.

LANGEVIN. — Sur une formule fondamentale de la théorie cinétique. — P. 35.

Résolution complète par la méthode de Maxwell du problème de la diffusion de deux gaz avec une loi quelconque d'action entre les molécules. Le coefficient de diffusion est alors :

$$D = \frac{3}{16\sigma^2 M \sqrt{\frac{\pi h m m_1}{m + m_1}}},$$

les molécules ayant des masses m et m_1, au nombre de M par unité de volume, σ étant la somme des rayons de deux molécules m et m_1, et h une constante inversement proportionnelle à la température absolue, la même pour tous les gaz et égale aux trois quarts de l'inverse de l'énergie cinétique moyenne d'une molécule.

La formule montre que D varie comme $T^{\frac{3}{2}+\frac{2}{n}}$, si les molécules se repoussent en raison inverse de la $(n + 1)^e$ puissance de la distance.

Elle permet de calculer, en partant des mobilités expérimentales, la masse des ions des gaz par rapport à celle des molécules, et de trouver ainsi pour les centres négatifs une masse environ 1000 fois inférieure et pour les positifs une masse égale à celle de l'atome d'hydrogène.

C. NORDMANN. — Mesure de la conductibilité des diélectriques au moyen des gaz ionisés. — P. 38.

On fournit à une des faces a du diélectrique, dont l'autre est à la terre, des quantités constantes et connues Q d'électricité par unité de temps, et on observe le potentiel variable de cette face.

Au bout de peu de temps, le potentiel E reste stationnaire et prend la valeur $E = QR$, R étant la résistance du diélectrique.

La quantité d'électricité est fournie par l'ionisation de l'air situé entre les deux armatures d'un condensateur dont l'une est reliée à la face a du diélectrique et l'autre portée à un potentiel suffisant pour produire le courant de saturation.

P. BECQUEREL. — Recherches sur la radio-activité végétale. — P. 54.

Les graines, les mousses, un rameau de buis ne donnent aucune trace de radio-activité quand on prend les plus grandes précautions contre l'émission de la vapeur d'eau.

A. BERGET. — Sur un mode de visée de larges surfaces de mercure. — P. 79.

Le dispositif consiste à adjoindre à la surface large de mercure à viser : 1° un collimateur horizontal, à fente étroite, disposé de façon que le milieu du faisceau parallèle qu'il envoie soit à peu près au niveau étudié ; 2° sur le prolongement des rayons, une tige thermométrique contenant du mercure. On a alors sur cette tige une ligne très lumineuse se terminant brusquement et avec une grande netteté dans le plan horizontal à viser.

Cette extrémité permet la lecture au centième de millimètre.

G. SEGUY. — Sur les propriétés radio-actives photogéniques du corail calciné placé dans le vide radiant et soumis à l'influence des rayons cathodiques. — P. 83.

Le corail phosphorescent excite la fluorescence des écrans au platinocyanure de baryum. Sa puissance photogénique est plus grande que celle d'autres lumières qui, à l'œil, paraissent plus brillantes. On peut en conclure que sa phosphorescence est riche en rayons ultra-violets.

LE ROUX. — De l'action de très basses températures sur la phosphorescence de certains sulfures. — P. 84, 239.

Historique. — Étude dans l'air liquide du sulfure de calcium bleu clair. Ce corps y perd sa phosphorescence ; mais, ramené à sa température primitive, il la reprend, avec une intensité plus ou moins grande que celle d'un tube témoin. Plongé dans l'air liquide et excité, puis ramené à la température ordinaire, il est aussi phosphorescent et se comporte de la même façon par rapport au tube témoin.

On doit en conclure que l'énergie lumineuse potentielle maximum

que peut induire dans un corps phosphorescent donné une lumière activante donnée ne dépend pas de la température.

CHANOZ et PERRIGOT. — A propos d'une prétendue démonstration de l'existence des rayons N par la photographie d'écrans au sulfure de calcium insolé. — P. 86.

Deux masses égales de plomb et d'acier trempé, placées identiquement par une face plane sur des écrans comparables comme épaisseur et insolation, ne donnent jamais d'auréoles différentes, quelle que soit la durée de la pose.

Si on observe des auréoles inégales, cela tient à la manière dont s'est établi dans le temps et l'espace le contact des écrans avec la plaque, et non à la nature des masses pesantes utilisées, comme l'avait indiqué M. Bordier [1], qui croyait démontrer ainsi l'existence des rayons N par la photographie.

MARAGE. — Sensibilité de l'oreille physiologique pour certaines voyelles. — P. 87.

Étude faite avec la sirène à voyelles, du minimum de puissance nécessaire pour impressionner l'oreille écoutant à la même distance la même voyelle sur des notes différentes.

CH. FÉRY. — Sur l'isochronisme du pendule des horloges astronomiques. P. 106, 262 et 367.

Définition et détermination sur un pendule actionné mécaniquement de l'amplitude de réglage, c'est-à-dire de celle qui correspond au minimum de temps d'oscillation et pour laquelle une variation d'amplitude produit la variation minima de la marche.

Description et étude d'un pendule électrique à échappement libre, et d'un thermomètre intégrateur donnant la température moyenne de l'endroit où il se trouve.

---

[1] *C. R.*, décembre 1904.

TH. MOUREAUX. — Sur la valeur des éléments magnétiques au 1er janvier 1905. P. 107.

Station du Val-Joyeux.

Éléments	Valeurs absolues au 1er janvier 1905	Variation séculaire
Déclinaison occidentale. . .	14° 57' 69	— 4' 50
Inclinaison.	64° 51' 1	— 3' 8
Composante horizontale . .	0,19724	+ 0,00042
Composante verticale. . . .	0,42015	— 0,00029
Composante nord.	0,19055	+ 0,00047
Composante ouest.	0,05092	— 0,00014
Force totale.	0,46414	— 0,00009

C. CAMICHEL. — Sur la fluorescence. — P. 139.

Le coefficient d'absorption du verre d'urane pour les radiations qu'il émet par fluorescence est le même, que la fluorescence soit excitée ou non, contrairement aux résultats de J. Burke (1).

LOEWY et PUISEUX. — Étude des photographies lunaires. — Considérations sur la marche de la solidification dans l'intérieur d'une planète. — P. 192.

L'étude de photographies lunaires et celle de l'écorce terrestre semblent montrer que la solidification d'une planète débute par la surface, et progresse lentement vers le centre, opposant aux épanchements volcaniques un obstacle de plus en plus efficace. Cette conclusion est contraire à l'hypothèse de Kelvin, qui admet que la solidification commence par le centre et se propage jusqu'à la surface.

H. PELLAT. — Champ magnétique auquel est soumis un corps en mouvement dans un champ électrique. — P. 229.

L'auteur démontre que ce champ $H = K\varphi V \sin \alpha$:
K désignant le pouvoir inducteur spécifique du milieu;
φ, l'intensité du champ électrique;
V, la vitesse du corps en mouvement;

(1) John BURKE, *Phil. Trans.*, série A, t. CXCI.

α, l'angle de la vitesse et du champ.

La relation est exacte dans les deux systèmes d'unités.

Elle permet peut-être d'expliquer la dérivation des rayons magnéto-cathodiques dans un champ électrique, par la composition du champ magnétique produit par le mouvement de ces rayons avec le champ magnétique préexistant de l'électro-aimant.

P. MASSOULIER. — Contribution à l'étude de l'ionisation des flammes. P. 234, 647 et 1023.

Étude de l'ionisation dans les flammes obtenues avec de la vapeur d'éther. Rôle secondaire des électrodes montrant que le courant est dû à une ionisation qui est un phénomène de volume ayant son siège dans toute la flamme, et qui dépend non seulement de la température, mais des réactions qui s'y produisent, dissociation de l'acide carbonique par exemple.

Les résultats obtenus sont réguliers quand on emploie des électrodes verticales disposées symétriquement dans la flamme, et l'intensité du courant recueilli est sensiblement indépendante de leur distance.

G. MESLIN. — Sur les coefficients d'aimantation spécifique des liquides. P. 237.

Tableau donnant les valeurs des coefficients d'aimantation spécifique d'un certain nombre de liquides diamagnétiques. Voici quelques nombres :

Eau.	$-0,79\ 10^{-6}$
Sulfure de carbone . .	$-0,587\ 10^{-6}$
Benzine	$-0,777\ 10^{-6}$
Alcool éthylique. . . .	$-0,813\ 10^{-6}$
Ether.	$-0,840\ 10^{-6}$

J. DANNE. — Sur un nouveau minéral radifère. — P. 241.

Existence à Issy-l'Évêque d'une pyromorphite radio-active ne contenant pas d'uranium, ce qui est assez remarquable, la présence du radium n'ayant été jusqu'ici constatée que dans les minéraux uranifères. Il est probable que le radium a été apporté dans le minéral à une époque récente par des eaux radio-actives.

P. LANGEVIN et M. MOULIN. — Sur un enregistreur des ions de l'atmosphère — P. 305.

L'appareil enregistre les variations continuelles du nombre d'ions contenus dans l'atmosphère, ions ordinaires de grande mobilité et gros ions. L'air aspiré à l'extérieur passe d'abord dans un condensateur cylindrique dont l'électrode extérieure est chargée à un potentiel V par une batterie, et dont l'électrode intérieure communique, soit avec une paire de quadrants d'un électromètre Curie très amorti, soit avec la cage de l'électromètre, reliée elle-même à l'autre paire de quadrants, à l'autre pôle de la batterie, aux écrans conducteurs disposés autour des canalisations.

La minuterie du compteur à air réalise, à chaque passage d'un volume connu d'air, les différentes communications et les inversions de champ, et les déviations sont enregistrées par la photographie; on obtient ainsi deux ou trois points par heure pour chaque signe. Un perfectionnement permet, dans un autre enregistreur, d'éviter la remise au zéro périodique de l'électromètre.

L. GUILLET. — Sur la trempe des bronzes. — P. 307.

Pour les alliages contenant plus de 92 0/0 de cuivre, la charge de rupture augmente un peu par trempe à basse température entre 400° et 600°. Les allongements subissent des variations analogues.

Pour des métaux de 92 0/0 de cuivre, la charge de rupture croît très nettement dès que la température de trempe dépasse 500°, pour atteindre son maximum à 600°; il en est de même pour les allongements, mais le maximum a lieu à une température qui dépend de la composition.

E GUYE et A. SCHIDLOF. — Hystérésis magnétique aux fréquences élevées dans le nickel et les aciers au nickel. — P. 369.

Application de la méthode bolométrique au nickel et aux aciers-nickel [1], qui conduit aux résultats suivants :

1° Entre 300 et 1200 périodes par seconde, l'énergie dissipée par

---

[1] *C. R.*, 20 avril 1903 et 26 septembre 1904.

cycle est, comme pour le fer, indépendante de la vitesse avec laquelle le cycle est parcouru ;

2° La perte par hystérésis reste faible jusqu'à des champs relativement élevés ;

3° Il y a analogie entre les courbes relatives au nickel et à l'acier-nickel à 27 0/0, entre les courbes relatives au fer et aux aciers-nickel 36 0/0 et 45 0/0.

J. BOUSSINESQ. — Sur l'existence d'un ellipsoïde d'absorption dans tout cristal translucide, même sans plan de symétrie ni axe principal. — P. 401, 623.

Démonstration théorique.

HOULLEVIGUE. — Propriétés optiques du fer ionoplastique. — P. 428, 1093.

Les pellicules transparentes de fer, placées dans un champ magnétique perpendiculaire à leur plan et traversées normalement par de la lumière polarisée, transforment une vibration rectiligne en une elliptique de grand axe incliné sur le plan de la vibration incidente; l'auteur montre que cet effet ne peut pas s'expliquer par la décomposition de la vibration rectiligne en deux circulaires inverses dont les intensités, égales à l'entrée dans la lame, diminueraient inégalement, par suite d'une différence dans leurs coefficients d'absorption.

Les dépôts ionoplastiques de fer ne sont pas biréfringents ; leur épaisseur peut se mesurer par dissolution du fer dans l'eau régale et comparaison colorimétrique avec une liqueur titrée. Cette mesure, jointe à celle de la transparence pour la lumière, permet de déterminer, par simple transparence, l'épaisseur de lames préparées de la même façon.

GUYE et DENSO. — Sur la chaleur dégagée dans la paraffine soumise à l'action d'un champ électrostatique tournant de fréquence élevée. — P. 433.

Pour une même fréquence, l'énergie dégagée dans la paraffine sous forme de chaleur est proportionnelle au carré de la tension, et, pour une même tension, proportionnelle à la fréquence.

A. BROCHET et J. PETIT. — Sur l'électrolyse d'acides organiques au moyen du courant alternatif. — P. 443.

L'électrolyse des acides formique et oxalique peut être facilement réalisée par le courant alternatif; les résultats sont les mêmes qu'avec le courant continu, et les rendements sont très élevés.

JUNGFLEISCH. — Sur la phosphorescence du phosphore. — P. 444.

L'auteur croit pouvoir établir : 1° que la vaporisation du phosphore à la température ordinaire porte sur des quantités de matière trop faibles pour produire par combustion la phosphorescence observée ; 2° que le phosphore passe dans les gaz qui l'entourent en formant avec l'oxygène un oxyde plus volatil que lui ; 3° que les phénomènes lumineux résultent, presque en entier, de la combustion spontanée de la vapeur de cet oxyde arrivant au contact de l'oxygène.

TEISSERENC DE BORT. — Variation de la température quotidienne dans la haute atmosphère. — P. 467.

Dans la partie moyenne de l'atmosphère, de 3 à 10 kilomètres, les isothermes sont sensiblement parallèles et, d'un jour à l'autre, ne font que se resserrer ou s'espacer dans des limites très restreintes. Au contraire, dans les régions inférieures (2 à 3 kilomètres), ou au delà de 10 kilomètres, on constate de nombreuses irrégularités et de grandes variations de la température.

G. MESLIN. — Sur le coefficient d'aimantation du bismuth et sur quelques points de repère dans l'échelle diamagnétique. — P. 499, 783 et 829.

Voici quelques-unes des valeurs trouvées en prenant pour le coefficient d'aimantation de l'eau $-0,79\ 10^{-6}$:

Mercure	$-0,185\ 10^{-6}$
Bismuth cristallisé . . .	$-1,39\ 10^{-6}$
Bismuth fondu.	$-1,42\ 10^{-6}$
Sulfate de potassium . .	$-0,42\ 10^{-6}$
Azotate de potassium . .	$-0,32\ 10^{-6}$

L'étude des solutions permet de constater que le pouvoir magné-

tique de la solution ne peut se calculer, surtout pour les sels fortement magnétiques, en faisant la somme algébrique des pouvoirs magnétiques relatifs au dissolvant et au sel dissous. Les mélanges d'alcool et d'eau donnent, pour 4 0/0 d'eau, un maximum supérieur au coefficient d'aimantation de l'alcool ou de l'eau pure ; c'est pour cette quantité d'eau qu'il y a d'ailleurs dans les mélanges une température minima d'ébullition.

C. MATIGNON. — Prévision d'une réaction chimique formant un système monovariant. — P. 513.

Il est possible de prévoir les réactions chimiques en utilisant la loi des phases ou la loi d'action de masse, et, en plus, une autre loi qui peut s'appeler la loi de constance de la variation d'entropie aux températures correspondantes. Exemples :

LŒWY. — Précautions à prendre dans le mode d'exécution de certaines recherches de haute précision. — P. 555.

L'auteur montre que, dans bien des cas, on a attribué à la flexion des cercles gradués des effets uniquement dus à la mauvaise définition des images des traits et à un défaut de centrage dans l'appareil d'éclairage.

C. GUTTON. — Sur l'intensité des impressions photographiques produites par de faibles éclairements. — P. 573.

Sur une photographie négative, les contrastes sont exagérés dans les régions très peu éclairées et atténués dans les régions plus éclairées.

Sur l'épreuve positive, les différences d'éclairement sont, au contraire, fidèlement reproduites.

ROGOVSKY. — Sur les rayons cathodiques émis par l'anode. — P. 575.

En reliant à l'anode d'une petite bobine de Ruhmkorff l'électrode opposée à la croix d'aluminium placée dans un tube de Crookes, on obtient une ombre de cette croix. Les rayons émis par l'anode sont

déviés par un aimant dans le même sens que les rayons cathodiques, et il y a une électrisation positive de l'électrode opposée à la croix, qu'elle soit anode ou cathode.

C. FORTIN. — Tension superficielle d'un diélectrique dans le champ électrique. P. 577.

Dans un champ de 20000 volts par centimètre, normal à la surface, la variation relative de la tension superficielle du pétrole est inférieure à $\frac{1}{450}$. La dénivellation qui accompagne le champ, quand le liquide diélectrique est placé entre les deux armatures planes et parallèles d'un condensateur, assez rapprochées pour qu'il y ait ascension capillaire, paraît donc due en entier à l'attraction du diélectrique par le champ, et permet de mesurer le pouvoir inducteur spécifique. L'auteur trouve ainsi pour le pétrole $K = 2,08$.

W. DUANE. — Sur l'ionisation due à l'émanation du radium. — P. 581, 786.

Mesure, dans des conditions données, des constantes de la formule donnée par Curie et Danne [1], reliant au temps l'intensité du courant de saturation que l'on peut faire passer à travers un gaz ionisé par un poids connu de bromure de radium.

Étude de la loi d'absorption par l'air. L'auteur conclut des résultats obtenus que :

1° Le nombre maximum d'ions de chaque signe produits en une seconde par l'unité d'émanation est de $2,1 \cdot 10^9$, si l'on admet que la charge d'un ion égale $3 \cdot 10^{-10}$ unités électrostatiques ;

2° L'énergie d'émanation que peut produire l'unité d'émanation pendant sa vie est égale à $3,13 \cdot 10^4$ ergs, l'énergie nécessaire pour ioniser une molécule d'air étant égale à $3 \cdot 10^{-11}$ ergs;

3° Une molécule d'émanation, en se détruisant, produit 14500 ions de chaque signe.

MOREUX. — Sur la constitution des taches solaires. — P. 633.

Théorie.

---

(1) *C. R.*, 14 mars 1904.

A. LEDUC. — Sur quelques densités de gaz et la précision qu'elles comportent. P. 643, 717.

L'auteur rappelle que les densités de l'hydrogène, de l'azote, du méthane, du chlore, de l'oxyde azoteux et de l'anhydride sulfureux, qui viennent d'être déterminées dans ces derniers temps [1], concordent parfaitement soit avec ses propres résultats expérimentaux, soit avec les densités calculées d'après une méthode qu'il a indiquée [2]. Il donne pour certains gaz la limite de précision qu'il est raisonnable de concevoir et possible d'atteindre.

B. SABAT. — Action du bromure de radium sur la résistance électrique des métaux. — P. 645.

Le bromure de radium, placé auprès de fils de bismuth, de fer, d'acier, de cuivre, de platine, de laiton, de maillechort, augmente leur résistance électrique ; l'augmentation est due en partie seulement à l'échauffement produit. Les métaux absorbent donc les rayons Becquerel et transforment une partie de ce rayonnement en énergie calorifique.

TURCHINI. — Variations de l'étincelle équivalente du tube à rayons X. — P. 649.

L'étincelle équivalente varie avec l'intensité du courant, la bobine employée et la fréquence de l'interrupteur.

Elle croît plus vite que l'intensité ; elle est plus faible avec une bobine à grosse self-induction, et cela d'autant plus que la fréquence est plus basse ; enfin elle tend vers une limite quand la fréquence augmente.

G. GAILLARD. — Sur le temps que la précipitation met à apparaître dans les solutions d'hyposulfite. — P. 652.

Étude en fonction de la concentration et de l'adjonction d'acides, de bases ou de sels solubles dans l'hyposulfite.

---

(1) *C. R.*, 1904 et 1905.
(2) *Ann. de Phys. et Chimie*, t. XV ; 1898.

A. BROCHET et PETIT. — Sur la dissolution électrolytique du platine dans l'acide sulfurique. — P. 655.

Étude des effets du courant à intensité variable, du courant alternatif et de la présence d'un oxydant dans la liqueur.

H. COPAUX. — Propriétés physiques comparatives du cobalt et du nickel purs. — P. 657.

Étude complète.

A. GUEBHARD et VILLARD. — Sur la cause du silhouettage photographique. P. 715, 1335 et 1446, et p. 185.

Le silhouettage blanc ou noir s'explique si on considère que, sur toute émulsion ayant reçu côte à côte deux impressions très contrastées, il doit se former nécessairement une zone intermédiaire, impressionnée indirectement par l'irradiation tangentielle, partie du bord de la zone la plus fortement illuminée pour se dégrader rapidement vers l'ombre et qui sera révélée par surdéveloppement.

M. Villard fait remarquer que ce qu'il a décrit est non une ligne noire entourant le contour des objets, mais un liséré blanc dont il n'a donné d'ailleurs aucune explication, mais indiqué seulement quelques-uns des cas où on peut l'obtenir.

E. BRANLY. — Distribution et contrôle d'actions produites à distance par les ondes électriques. — P. 777.

Modèle permettant de réaliser à une station de réception, non habitée, un phénomène mécanique quelconque, ou la mise en marche d'un moteur, ou l'incandescence de lampes, avec interruption à volonté.

BROCA et TURCHINI. — Sur la variation du pouvoir inducteur spécifique du verre avec la fréquence. — P. 780.

On peut utiliser, pour produire des courants de haute fréquence de période calculable, des bouteilles de Leyde en verre, à condition

d'introduire dans les formules une capacité environ moitié de celle mesurée pour des charges de l'ordre de $\frac{1}{10}$ de seconde, et les $\frac{7}{10}$ de la capacité mesurée en employant la fréquence d'un secteur alternatif ordinaire.

J. BOUSSINESQ. — Construction, dans un milieu opaque homogène, des rayons lumineux qui y pénètrent par une surface plane. — P. 825.

Théorie mathématique.

Ch. FABRY. — Sur un nouveau dispositif pour l'emploi des méthodes de spectroscopie interférentielle. — P. 848-1136.

Le faisceau à étudier, rendu parallèle, est reçu, après traversée de l'appareil interférentiel, sur une lentille qui en donne en son plan focal une image où les anneaux d'interférence ne sont pas directement observables, si la lumière utilisée contient de nombreuses radiations. On place alors dans ce plan focal la fente d'un spectroscope sans astigmatisme, et on voit, suivant la largeur de la fente, des anneaux complets ou des portions d'anneaux, de longueurs d'onde faciles à caractériser. La méthode est en particulier applicable à l'étude de l'ultra-violet par la photographie.

L'auteur l'applique aussi au spectre solaire.

GUINCHANT. — Electromètre à sextants et à aiguille neutre. — P. 851.

L'aiguille, formée par une lame de mica argentée, est suspendue par un fil de cocon ou un fil de soie ; son couple directeur est fourni par un petit barreau aimanté qui permet d'en faire varier la sensibilité au moyen d'un aimant. Elle se trouve au-dessus de 6 secteurs, placés dans un même plan ; les secteurs opposés par le sommet sont reliés entre eux, et sont portés, le secteur central de grande surface à la source dont on mesure le potentiel, les secteurs latéraux aux deux pôles de la pile de charge. La théorie de l'instrument est la même que celle de l'électromètre à quadrants; sa sensibilité pourra être telle qu'il donnera une déviation de 1 millimètre par millivolt sur une échelle à 1 mètre, avec une pile de charge de 200 volts.

LESPIEAU. — Études cryoscopiques faites dans l'acide cyanhydrique. — P. 855.

Études faites sur l'eau, l'alcool, le chloroforme, la benzine, les acides trichloracétique et sulfurique, l'iodure et l'azotate de potassium. Les résultats obtenus concordent avec ceux déduits par Kahlenberg (1) de l'étude des conductibilités des solutions cyanhydriques.

H. DESLANDRES et D'AZAMBUYA. — Variation des spectres de bandes du carbone avec la pression et nouveaux spectres de bandes du carbone. — P. 917 (1).

Quand la pression augmente, toutes les bandes négatives du carbone fournies par l'oxyde de carbone et l'acide carbonique gagnent en étendue, les différences d'intensité entre les raies de la tête à la queue étant beaucoup moindres. Le groupe perd son espace obscur, qui est envahi, de même que la tête, par les raies d'une série nouvelle qui s'enchevêtrent avec les premières raies. Le même phénomène se présente, mais moins nettement, pour les bandes positives.

Des bandes nouvelles entre λ 410 et λ 330 sont observées dans le mode d'excitation de l'étincelle avec inductance et capacité ; l'acide carbonique donne aussi un spectre nouveau, spécial au point brillant de la cathode, à la pression atmosphérique et avec l'étincelle ordinaire.

LEDUC. — Sur le diamagnétisme du bismuth. — P. 1023.

Si on fait cristalliser du bismuth dans un champ magnétique, celui-ci a pour effet de déterminer dans sa propre direction un tassement minimum, c'est-à-dire un maximum de perméabilité. En effet de petits ballons sphériques de verre suspendus par un fil, remplis de bismuth fondu et placés dans un champ pendant la cristallisation, reprennent dans ce même champ la même position et, dans un autre, une position telle que la direction de perméabilité maxima soit confondue avec celle du champ.

---

(1) Voir Deslandres, *C. R.*, t. CXXXIX ; 1904 ; et t. CXXXVII ; 1902.

CHANOZ. — Sur la variation de la différence de potentiel au contact des dissolutions miscibles d'électrolytes. — P. 1023.

Si A et B sont des dissolutions aqueuses de corps purs différents, ou, si A étant de l'eau pure, B est une dissolution d'un mélange de deux corps, la différence de potentiel $V_A - V_B$ peut varier, suivant que les couches de transition proviendront de diffusion ou que l'on provoquera un mélange au niveau de la zone de séparation. C'est ce que l'on constate en effet ; la variation peut être de l'ordre de 60 millivolts.

EGOROFF. — Sur le dichroïsme produit par le radium dans le quartz incolore et sur un phénomène thermoélectrique observé dans le quartz enfumé à stries. — P. 1027.

L'action du radium produit dans le quartz une coloration qui n'est pas accompagnée de changements dans la marche des rayons lumineux ; mais la lame teintée présente un dichroïsme identique à celui que l'on observe ordinairement dans le quartz enfumé. De même, les stries enfumées observées dans certains quartz naturels et qui disparaissent par la chaleur peuvent reparaître sous l'action du radium.

L'auteur signale de plus un phénomène nouveau constaté sur un quartz enfumé, taillé perpendiculairement à l'axe, et présentant des stries parallèles aux axes secondaires avec trois taches triangulaires. Dans ce quartz, chauffé uniformément à 100° et saupoudré d'un mélange de poudre et de minium, les espaces transparents entre les stries et les taches se sont couverts de minium, indiquant une électrisation négative, et donnant ainsi lieu à un phénomène thermoélectrique non encore observé.

V. CRÉMIEU. — Dispositif auto-amortisseur applicable aux mouvements pendulaire et oscillatoire. — P. 1029.

Le dispositif consiste à ajouter à l'appareil oscillant une cavité cylindrique de même axe, dans laquelle se place un disque muni d'un contrepoids et d'un axe coïncidant avec celui du système. On remplit complètement le cylindre d'un liquide visqueux ; ou, si l'on

opère sans liquide, il suffit de prendre plusieurs disques au lieu d'un seul. Pour une période convenable des deux systèmes oscillants, on obtient, sans grande difficulté et sans ajouter une masse considérable, une très bonne apériodicité.

Pour les appareils de torsion à axe vertical, les contrepoids seront des aimants de moment magnétique convenable.

TOUCHET. — Sur une photographie d'éclair montrant une incandescence de l'air. — P. 1031.

Les éclairs de grande intensité, surtout les éclairs linéaires très brillants, semblent persister, pendant une seconde ou deux, en s'éteignant graduellement. Cette lueur, que montre la photographie, peut être attribuée à l'incandescence des gaz de l'air.

BAZIN. — Imitation du vol à voile. — P. 1096.

Théorie.

GUINCHANT et GERNEZ. — Sur la triboluminescence. — P. 1101, 1170 et p. 1134, 1235 et 1337.

La luminescence observée avec toutes les variétés d'anhydride arsénieux, avec le sulfate de potassium et un grand nombre de sels d'acides minéraux et organiques, par la réduction des hypochlorites et des hypobromites, se produit seulement au contact d'un corps dur contre un cristal récemment formé ou à la rencontre de deux cristaux. Elle est due à la rupture des cristaux, et, pour l'anhydride, à leur transformation après formation (phénomène chimique). Cette triboluminescence se conserve : les cristaux peuvent émettre de la lumière par rupture, quelques mois après qu'on les a obtenus. La lumière produite donne un spectre continu, à grand pouvoir photochimique, où prédominent les radiations jaunes et vertes.

De KOWALSKI et JOYE. — Sur le spectre d'émission de l'arc électrique à haute tension. — P. 1102.

D'après Starck, l'arc se produit au moment où la température de la

surface de la cathode est assez élevée pour produire une sorte d'évaporation du métal de la cathode. Les photographies prises par les auteurs montrent en effet l'existence des vapeurs métalliques, dans un état et à une température analogues à ceux qu'on trouve dans le cône d'une flamme à gaz. Les lignes métalliques ont une longueur variable avec l'intensité du courant. Pour une certaine intensité, elles traversent toute la hauteur du spectre et sont en même temps élargies vers la cathode.

HEMSALECH. — Sur une méthode simple pour l'étude des étincelles oscillantes. P. 1103, 1323.

L'étincelle éclate entre deux pointes de platine placées au-dessous d'un tube de verre d'où sort un courant d'air constant. On peut alors apercevoir à la loupe un trait de feu brillant et rectiligne, reliant les fils de platine et qui est la décharge initiale, puis une série de traits plus larges, curvilignes, moins lumineux, qui sont les oscillations. On peut même photographier le phénomène. La décharge initiale donne le spectre des lignes de l'air et les oscillations les spectres de bandes de l'azote. L'inclinaison des oscillations par rapport à la direction du courant d'air permet de mesurer la vitesse des ions azote. Elle est de 29 mètres-seconde pour une fréquence de 27400, est proportionnelle à la fréquence et diminue quand la capacité augmente.

Si l'on introduit une bobine de self dans le circuit de décharge du condensateur et dans cette bobine un noyau de fer, ou un tube mince de fer, on peut alors étudier l'effet simultané des courants de Foucault et du magnétisme ou celui du magnétisme seul. On trouve ainsi que les courants de Foucault augmentent la fréquence d'oscillations par seconde sans influer sur le nombre des oscillations dans chaque décharge, et que l'hystérésis du fer détruit les oscillations et en diminue plus ou moins la fréquence.

L. BENOIST. — Méthode et appareil de dosage dans les applications médicales de l'électricité statique. — P. 1106.

L'auteur définit comme unité dans la pratique médicale le franklin, égal au tiers de millicrocoulomb. Un bain électrostatique sera à la dose de 10 franklins quand la densité, mesurée sur la surface dorsale de la main tendue, sera de 10 franklins par centimètre

carré. Pour cette mesure, l'auteur a réalisé un électro-densimètre, composé d'un plan d'épreuve et d'un électromètre à feuille d'aluminium, de construction particulière.

TURCHINI. — Sur les variations d'éclat données par un tube de Crookes. P. 1139, 1325.

Étude en fonction des constantes du circuit comprenant le tube : étincelle équivalente, intensité au secondaire, fréquence de l'interrupteur, bobine employée.

Les variations observées montrent qu'il y a intérêt à employer une forte bobine, toute la self du primaire, avec des interrupteurs donnant des fréquences de 20 à 30 par seconde. A cette fréquence, l'éclat de l'écran fluorescent croît linéairement avec l'intensité à étincelle équivalente constante ; à intensité constante, il augmente jusqu'à une valeur fixe quand l'étincelle atteint 10 à 12 centimètres.

Il n'y a donc, en radioscopie et radiographie, aucun avantage à employer des étincelles équivalentes supérieures à 12 centimètres, ce qui avait été déjà reconnu dans la pratique.

P. LANGEVIN. — Sur l'impossibilité physique de mettre en évidence le mouvement de translation de la Terre. — P. 1171.

Explication, par la théorie des électrons, des résultats négatifs obtenus par Trouton et Noble [1] dans une expérience où un condensateur plan, chargé et suspendu à un fil de torsion, conserve une position d'équilibre invariable quand la direction du mouvement de translation de la Terre se déplace par rapport au plan vertical des plateaux.

E. MATHIAS. — Sur la chaleur de vaporisation des gaz liquéfiés. — P. 1174.

L'auteur définit la chaleur de vaporisation apparente d'un gaz liquéfié comme le quotient de la quantité de chaleur absorbée par le poids de gaz vaporisé. Cette chaleur tend vers une valeur finie pour la température critique.

Sa mesure expérimentale, telle que la donnent, par exemple, les

(1) TROUTON and NOBLE, *Phil. Trans.*, A, t. CCII ; 1903.

expériences sur l'acide carbonique, est capable à elle seule de résoudre le problème du point critique comme celui de l'univariance des états saturés en équilibre, pourvu que les expériences soient poussées au delà de la température critique.

PONSOT. — Chaleur dans le déplacement de l'équilibre d'un système capillaire. — P. 1177.

Théorie thermodynamique.

ROGOVSKY. — Sur la différence de température des corps en contact. — P. 1179.

Tableau donnant la différence de température entre la surface de fils d'argent parcourus par un courant et celle de l'eau qui les entoure, en fonction du diamètre du fil, de l'intensité du courant et de la vitesse de l'eau.

P. DUHEM. — De l'hystérésis magnétique produite par un champ oscillant superposé à un champ tournant ou à un champ constant. — P. 1216, 1371.

Théorie. — Comparaison avec les résultats obtenus par M. Maurain [1].

PONSOT. — Volume spécifique d'un fluide dans des espaces capillaires. P. 1236.

L'auteur démontre par la thermodynamique que le volume spécifique d'un fluide dans un espace capillaire n'est pas le même dans toute son étendue.

BROCA et TURCHINI. — Sur la résistance des fils métalliques pour les courants électriques de haute fréquence. — P. 1239 et 1677.

Les métaux non magnétiques (cuivre et platine) ont une résistance qui diffère peu de celle calculée par la formule connue de lord Kelvin.

Pour le fer, les résultats n'ont plus rien de commun avec la formule. La résistance, mesurée par l'échauffement produit dans le fil,

---

[1] *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 417; 1904.

dépend de l'intensité du courant, et est beaucoup moindre que celle qui correspondrait à la perméabilité habituelle du métal avant saturation. Il faut tenir compte du pouvoir inducteur spécifique du métal. Le cuivre possède, par exemple, pour des fréquences de 1000000, un pouvoir inducteur spécifique de l'ordre de 10^{11}.

GUYE. — Nouveau mode de calcul des poids moléculaires exacts des gaz liquéfiables à partir de leur densité. — P. 12411, 387.

L'auteur indique une formule permettant le calcul des poids moléculaires et l'applique à H, C, S, O, Cl, Az et argon. La précision obtenue est de l'ordre de quelques dix-millièmes.

VIOLLE et VAUTIER. — Propagation des sons musicaux dans un tuyau de 3 mètres de diamètre. — P. 1293.

Il y a conservation des propriétés acoustiques du son à grande vitesse. La portée dépend d'ailleurs de la hauteur, les sons aigus portant moins loin que les sons graves. La durée de propagation d'un son harmonique est indépendante de la hauteur du son fondamental initial, ainsi que de la nature de l'instrument employé ; mais on ne sait pas encore bien comment varie le retard d'un harmonique sur le son fondamental, tant avec la longueur d'onde de cet harmonique qu'avec la distance.

Ch. GUYE et H. GUYE. — Sur la rigidité électrostatique des gaz aux pressions élevées. — P. 1320.

Les expériences faites sur l'azote, l'air, l'oxygène, l'hydrogène et l'anhydride carbonique ont montré que, jusque vers 10 atmosphères, le potentiel explosif croît linéairement avec la pression et qu'ensuite le rapport du potentiel à la pression diminue en général suivant une courbe parabolique.

Il y a pour l'azote un maximum du potentiel explosif au voisinage du maximum de compressibilité, pour l'air au voisinage de 65 mètres de mercure.

Près du point critique de l'acide carbonique, il semble que le potentiel baisse.

Les résultats ne paraissent pas différer si on opère en présence de sels de radium ou en faisant agir les rayons X.

E. BLOCH. — Sur la conductibilité des gaz issus d'une flamme. — P. 1327.

Les ions contenus dans les gaz issus d'une flamme prennent, au bout d'un temps suffisamment long, une mobilité d'équilibre de l'ordre de $0^{mm},01$. Ils doivent donc être classés dans la catégorie des gros ions, et il semble qu'il n'existe aucune mobilité stable intermédiaire entre celle des gros ions et celle des ions ordinaires.

A. JACQUEROD et O. SCHEUER. — Sur la compressibilité de différents gaz au-dessous de 1 atmosphère et la détermination de leur poids moléculaire. — P. 1384.

Étude, entre 200 et 800 millimètres de mercure, de la compressibilité de l'hydrogène, bioxyde d'azote, ammoniaque, acide sulfureux et hélium. L'hélium et l'hydrogène sont moins compressibles que ne le voudrait la loi de Mariotte.

A l'aide des données expérimentales, les auteurs calculent les poids moléculaires par la méthode des densités limites(1) et trouvent des résultats qui coïncident parfaitement avec ceux que les meilleures méthodes permettent d'atteindre.

H. ABRAHAM. — Fabrication électrolytique de fils métalliques très fins. — P. 1444.

Le fil dont on veut diminuer la section est pris comme électrode positive dans une électrolyse ; on mesure de temps en temps sa résistance électrique et l'on arrête le courant quand la section atteint la valeur voulue. Le bain doit être très dilué, l'eau distillée contenant quelques millièmes de son poids de SO^4Cu pour le cuivre, d'AzO^3Ag pour l'argent, de façon que le courant se distribue uniformément sur toute la longueur du fil et ait une intensité de l'ordre de $\frac{1}{100}$ d'ampère par centimètre carré de surface du fil. L'opération doit être lente pour que le sel formé ait le temps de se diffuser dans le bain.

J. DUCLAUX. — Conductibilité des solutions colloïdales. — P. 1468.

La conductibilité des solutions colloïdales, formées de micelles en

(1) D. Berthelot, *C. R.*, t. CXXVI.

suspension dans un liquide, est très faible, de l'ordre de $\frac{1}{500}$ et même de $\frac{1}{1000}$ de celle d'une solution cristalloïde de même concentration. Elle est la somme de deux termes, l'un correspondant au liquide et aux cristalloïdes qu'il tient en solution, l'autre aux micelles, gros ions ayant un pouvoir conducteur propre qui peut être supérieur au premier.

Ces micelles ont aussi une pression osmotique, qui, dans certains cas, dépasse 1 mètre d'eau, et il semble qu'on puisse étendre aux solutions colloïdales les lois des solutions ordinaires, à la condition de tenir compte des assemblages complexes que peuvent former les micelles.

H. POINCARÉ. — Sur la dynamique de l'électron. — P. 1504.

Pour expliquer l'impossibilité de démontrer le mouvement absolu de la Terre, Lorentz introduit l'hypothèse d'une contraction de tous les corps dans le sens du mouvement terrestre, et montre que les équations du champ électromagnétique ne sont pas altérées par la transformation dite de Lorentz. L'électron en mouvement prend alors la forme d'un ellipsoïde aplati, avec deux de ses axes qui restent constants. Langevin a supposé que c'était le volume qui restait constant; Poincaré regarde l'électron, déformable et compressible, comme soumis à une sorte de pression constante extérieure dont le travail est proportionnel aux variations de volume. Si l'on regarde alors comme un phénomène exclusivement électromagnétique, et l'inertie et toutes les forces, sauf la pression constante, l'impossibilité de montrer le mouvement absolu et la contraction s'explique très bien.

L'Auteur montre de plus que, si toutes les forces d'origine quelconque étaient affectées par une translation (autre hypothèse de Lorentz), celles de gravitation le seraient d'une façon telle qu'il n'est probablement pas possible de le constater expérimentalement.

JACQUEROD et PERROT. — Dilatation et densité de quelques gaz à haute température. — P. 1542.

Gaz	Pression initiale à 0° mm.	Coefficient d'expansion (volume constant entre 0° et 1.067°	Poids du litre sous 760 à 0°	Poids du litre sous 760 à 1067°	Poids moléculaire à 1067° rapporté à l'oxygène
Air...............	230	0,0036643			
Azote.............	240	0,0036643	1gr,25045	0gr,25451	28,0155
Oxygène..........	180-230	0,0036652	1 ,42893	0 ,29071	32
Oxyde de carbone.	230	0,0036648	1 ,25025	0 ,25455	28,009
Acide carbonique.	240 170	0,0036756 0,0036713	1 ,97677	0 ,39966	43,992

DEVAUX-CHARBONNEL. — Mesure de la capacité des longs câbles sous-marins. P. 1582.

La méthode consiste à charger en même temps que le câble un condensateur placé en cascade et de capacité connue. La capacité du câble se déduit de la charge prise par le condensateur, qui est la différence entre la quantité d'électricité prise par le condensateur seul en relation avec la pile et celle qui traverse le balistique quand on met au sol l'armature commune du câble et du condensateur.

Les résultats obtenus sont très constants à cause de la rapidité de la charge et de l'élimination des phénomènes parasites (courants telluriques et charges résiduelles du diélectrique).

PONSOT. — Pouvoir thermoélectrique et effet Thomson. — P. 1585.

En considérant de gauche à droite une chaîne de métaux à une température inférieure à celle du point neutre le plus bas d'un couple quelconque formé par deux métaux consécutifs, ces métaux étant disposés de façon qu'un courant absorbe de la chaleur en passant de l'un d'eux à celui de droite, l'auteur démontre que le classement des métaux d'après la valeur décroissante du coefficient de l'effet Thomson est celui dans lequel le pouvoir thermoélectrique d'un métal par rapport au suivant est positif.

P. VAILLANT. — De l'influence de la concentration sur les propriétés magnétiques des solutions de cobalt. — P. 1633.

Si A est le coefficient d'aimantation d'une solution contenant par

litre n équivalents d'eau et n de sel, on peut écrire :

$$A = K'N + Kn,$$

avec

$$K = c\delta + c'(1 - \delta),$$

c et c' étant des coefficients caractéristiques des molécules dissociée et non dissociée, δ le degré de dissociation.

On trouve pour les sels de cobalt que le coefficient K varie peu avec la concentration et la nature du radical acide, mais diminue quand la concentration augmente, probablement à cause de l'ionisation. L'inverse avait été constaté par M. Meslin pour les sels de cuivre.

TH. MALLER et C. FUCHS. — Chaleur moléculaire des bons et des mauvais électrolytes. — P. 1639.

La chaleur moléculaire, différence entre la capacité calorifique de la solution contenant une molécule du corps dissous et la capacité calorifique de l'eau de la solution, varie avec la dilution et diminue d'une façon continue jusqu'à même devenir négative chez les bons électrolytes ; elle reste à peu près constante chez les mauvais. Ceci doit tenir à ce que l'hydratation est corrélative de l'existence d'ions.

LARGUIER DES BANCELS. — Influence des électrolytes sur la précipitation mutuelle des colloïdes de signe électrique opposé. — P. 1647.

On sait que le mélange de deux colloïdes de signe opposé donne lieu à une précipitation qui est totale pour une proportion convenable.

L'addition à l'un des deux colloïdes d'un électrolyte capable de précipiter l'autre empêche la précipitation mutuelle de ces deux colloïdes. L'addition de l'électrolyte au précipité libère l'un des composants. Enfin, si à une quantité constante d'un colloïde on ajoute des quantités croissantes d'un électrolyte (ne le précipitant pas) et au mélange une même quantité d'un colloïde d'autre signe, il se produit toujours un précipité, d'abord du mélange, puis du deuxième colloïde seul, enfin du mélange.

BRILLOUIN. — Le mouvement de la Terre et la vitesse de la lumière. — P. 1674.

L'auteur montre l'impuissance de la méthode de Wien et Schweitzer[1] pour comparer les vitesses de propagation de la lumière, dans le sens ou en sens inverse du mouvement de la Terre, à l'aide de deux roues dentées éloignées, animées d'un mouvement synchrone et de même phase, car cette phase n'est conservée que par rapport au temps local.

E. BRANLY. — Appareil de télémécanique sans fil de ligne. — P. 1676.

Description et marche d'un appareil.

BLONDEL. — Sur les phénomènes de l'arc chantant. — P. 1680.

Avec des électrodes en charbon homogène, on obtient des types extrêmes très différents d'arcs, l'un continu à son musical assez pur, l'autre discontinu à son sifflant. L'auteur donne les conditions expérimentales et la théorie du phénomène.

G. MESLIN. — Appareil et méthode de mesure des coefficients d'aimantation. P. 1683.

L'appareil est constitué : 1° par une balance de torsion dont le fil porte une longue aiguille soutenant à une extrémité un micromètre qu'on aura visé au microscope et à l'autre un tube contenant le corps à étudier; 2° par un électro dont les deux bobines, à pièces polaires convenables, sont excitées l'une après l'autre pour fixer la position du corps en expérience. Une étude du champ permet de connaître l'action en chaque point sans qu'il soit nécessaire de ramener par une torsion le corps à sa position initiale. La production du champ se fait, de plus, à l'aide d'un interrupteur indépendant de l'appareil.

BOIZARD.

(1) *Phys. Zeitschrift*, 1904.

SUR L'IONISATION DE L'AIR EN PRÉSENCE DE L'ÉMANATION DU RADIUM;

Par M. WILLIAM DUANE.

1. Je décris dans cet article les expériences que j'ai faites dans le but de déterminer : 1° l'ionisation due à la présence d'une quantité connue d'émanation du radium dans un vase cylindrique rempli d'air de volume donné; 2° l'ionisation de l'air entre les plateaux parallèles d'un condensateur à anneau de garde sous l'influence d'une quantité connue d'émanation du radium et pour diverses distances des plateaux, et l'ionisation de l'air due seulement à la radio-activité induite sur les plateaux, du condensateur; 3° la volatilité de la première substance A de la radio-activité induite due au radium.

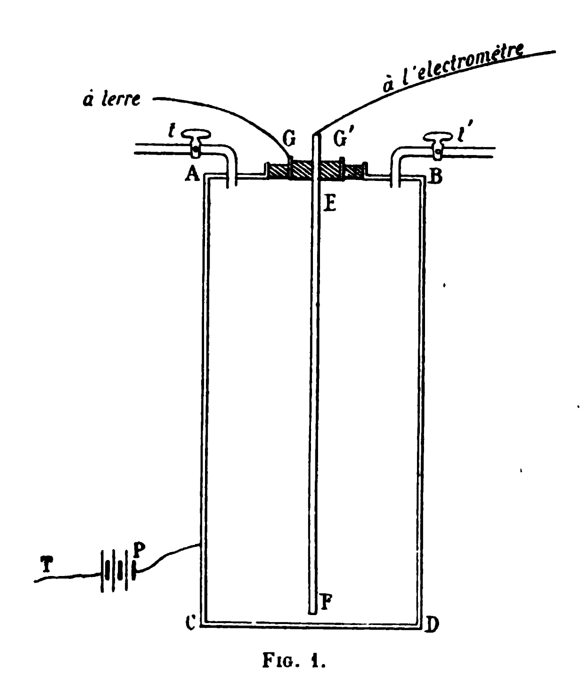


FIG. 1.

2. Les mesures ont d'abord été faites dans des vases cylindriques métalliques ABCD (*fig.* 1) constituant des condensateurs cylindriques. — La paroi extérieure d'un vase ABCD (*fig.* 1) était portée à un potentiel de plusieurs centaines de volts au moyen d'une batterie d'ac-

cumulateurs P dont un pôle était à terre. La tige métallique centrale EF constituait la deuxième armature du condensateur. Cette tige, constamment maintenue au potentiel zéro, était en relation avec un électromètre et un quartz piézo-électrique. On mesurait le courant traversant l'air du condensateur en maintenant EF au potentiel zéro en agissant sur le quartz piézo-électrique. L'anneau métallique GG, en relation avec la terre, servait de cylindre de garde contre toute conductibilité superficielle des bouchons isolants séparant les armatures. Les tubes munis de robinets tt' servaient à faire le vide ou à introduire l'air et l'émanation.

3. Si l'on introduit brusquement de l'air chargé d'émanation du radium dans un récipient disposé pour les mesures, le courant électrique de saturation que l'on peut faire passer à travers le gaz contenu dans ce récipient croît rapidement pendant les dix premières minutes, puis plus lentement, et atteint une valeur maximum au bout de trois heures environ. Théoriquement, la relation entre le courant et le temps t, compté à partir du moment où l'émanation a été introduite dans l'appareil, est de la forme :

$$(1) \qquad i = A + Bf(t).$$

Le premier terme est dû à l'émanation seule, le second terme correspond à l'apparition progressive de la radio-activité induite. A et B dépendent de la forme du récipient et de la quantité d'émanation ; ils restent constants tant que l'émanation elle-même n'a pas diminué d'une manière appréciable. En employant pour $f(t)$ l'expression donnée par MM. P. Curie et Danne [1], nous pouvons écrire :

$$(2) \quad i = i_0 \left\{ \alpha - \beta \left[\lambda e^{-at} - \mu \left(\frac{c}{b-c}\frac{a}{a-b} e^{-bt} - \frac{b}{b-c}\frac{a}{a-c} e^{-ct} \right) \right] \right\}$$

avec les conditions

$$\alpha - \beta = 1 \quad \text{et} \quad \lambda - \mu \left(\frac{c}{b-c}\frac{a}{a-b} - \frac{b}{b-c}\frac{a}{a-c} \right) = 1.$$

Les constantes b et c sont très exactement connues. Pour déterminer les deux rapports $\frac{\alpha}{\beta}$ et $\frac{\lambda}{\mu}$, on mesure les courants de saturation dans les récipients (décrits ci-dessus) de minute en minute pendant les dix premières minutes et moins fréquemment ensuite.

(1) *C. R.*, 14 mars 1904.

Dans la table suivante, la première ligne contient le temps en minutes compté à partir du moment où l'on introduit l'émanation dans le récipient; la seconde ligne contient les moyennes de douze séries de mesures distinctes du courant (la valeur maximum du courant étant prise comme égale à 100) :

Table I.

t	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	20	30	180
Courant observé.	50,3	56,1	60,5	63,9	66,6	68,6	70,4	71,8	72,9	73,8	77,7	80,9	100
Courant calculé.	50,3	55,9	60,3	63,6	66,4	68,7	70,4	71,7	72,9	73,8	78,3	80,8	

et la troisième ligne contient les courants calculés par la formule (2) avec les valeurs ci-dessous des constantes :

$a = 0,00401$ $b = 0,000538$ $c = 0,000413$ $i_0 = 43,1$
$\alpha = 2,37$ $\beta = 1,37$ $\lambda = 0,570$ $\mu = 0,438$

La seconde est l'unité de temps. On voit que la formule représente les valeurs observées avec beaucoup d'exactitude. On pourrait croire que cela résulte du grand nombre des constantes employé dans la formule; mais, quoiqu'il y ait huit constantes dans la formule, l'une d'elles, i_0, est arbitraire et dépend des unités employées pour mesurer les courants; deux d'entre elles, b et c, sont données dans un travail antérieur; et les conditions données ci-dessus entre les constantes en rendent deux dépendantes des autres, de sorte qu'il ne reste que trois constantes à déterminer par les expériences actuelles, savoir a et les rapports $\frac{\alpha}{\beta}$ et $\frac{\lambda}{\mu}$.

4. i_0, dans l'équation (2), est la valeur de i quand $t = 0$, et nous supposerons dans ce qui suit que i_0 représente le courant de saturation dû à l'émanation seule. β est approximativement égal au rapport des courants dus respectivement à l'activité induite et à l'émanation quand elles sont en équilibre radio-actif, et $\frac{\lambda}{\mu}$ est sensiblement égal au rapport des courants dus au premier et au troisième des composants successifs de la radio-activité induite (dans la théorie des transformations).

Les constantes α, β, λ et μ sont fonction des dimensions de l'appareil. Cependant elles varient peu quand on n'emploie que des vases larges, comme dans les expériences dont il est question ici. Lorsque

le maximum est atteint, environ 42 0/0 du courant total est dû à l'émanation, 33 0/0 au premier et 25 0/0 au troisième des composants de la radio-activité induite.

Quoique les constantes α, β, λ et μ soient presque les mêmes pour tous les récipients décrits ci-dessous, il est cependant possible de construire un récipient pour lequel α et β sont tout à fait différents. Par exemple, si l'électrode négative est une feuille très mince d'aluminium, le courant maximum est plus grand que dans le cas où l'électrode est épaisse. On peut expliquer ce fait en admettant que quelques-uns des rayons dus à l'activité induite sur l'électrode négative passent au travers de la feuille mince et déterminent une production d'ions dans l'air, tandis que d'ordinaire, avec une électrode épaisse ces rayons sont absorbés par la lame. Avec un récipient métallique dans lequel l'une des électrodes était constituée par les parois du vase et l'autre par une feuille mince d'aluminium battu placée au centre, il suffisait de renverser le sens des pôles de la batterie pour obtenir une différence de 12 0/0 dans la valeur du courant maximum. La radio-activité induite se porte toujours, en effet, sur le pôle négatif, c'est-à-dire sur les parois ou sur la lame mince suivant le sens de la tension. Avec deux électrodes épaisses, le courant est sensiblement le même pour les deux sens de la différence de potentiel.

Cette expérience donne une preuve expérimentale que les rayons peu pénétrants de la radio-activité induite à la surface d'une lame se produisent dans toutes les directions.

5. Les constantes que je donne plus loin peuvent servir à déterminer la quantité de radium contenue dans une solution en fonction du courant initial que l'on ne peut déterminer directement. Comme la formule (2) est un peu compliquée, je donne ci-dessous les valeurs du courant i' calculé avec (2) pour les dix premières minutes, en supposant le courant initial i_0 égal à 1. Il est donc seulement nécessaire de diviser la valeur observée du courant au temps t par la valeur correspondante de i' pour obtenir la valeur du courant initial i_0, et en déduire la quantité de radium, en tenant compte de la dimension du récipient et des constantes que nous avons déterminées.

	$t = 0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Courant i'....	1	1,165	1,29	1,40	1,48	1,54	1,59	1,63	1,66	1,685	1,71

6. La quantité d'émanation émise par une solution d'un sel de

radium est proportionnelle à la masse du sel et au temps. Nous prendrons comme *unité de quantité d'émanation* celle émise pendant une seconde dans un grand volume d'air par une solution de faible volume contenant 1 gramme de bromure de radium. Si le temps pendant lequel on laisse s'accumuler l'émanation n'est pas court, il faut faire une correction qui tient compte de la destruction de l'émanation pendant ce temps.

7. Il est important de connaître l'ionisation produite par une quantité d'émanation unité dans des conditions données. Si l'émanation est enfermée dans un récipient, une partie de sa radiation est absorbée par les parois.

Pour déterminer l'effet produit par ces parois, on construisit trois récipients cylindriques de zinc portant suivant leur axe une tige de zinc isolée servant d'électrode (cylindre analogue à ceux déjà décrits, § 2). On mesurait dans ces appareils les courants de saturation à divers moments après l'introduction d'une quantité connue d'émanation, et l'on calculait l'intensité initiale du courant en utilisant l'équation (2).

La table suivante contient les dimensions des récipients cylindriques et les courants de saturation en unités électrostatiques correspondants lorsque chacun contient l'unité d'émanation. Dans la cinquième colonne, on a donné pour chaque récipient le rapport de la surface au volume. Dans la sixième colonne, on a donné les courants initiaux i_0, et dans la septième les courants maximum au bout de trois heures. Ces courants sont chacun la moyenne des résultats obtenus dans plusieurs séries d'expériences.

Table II.

	Longueur (cm)	Diamètre du cylindre	Diamètre de l'électrode	(5)	(6)	(7)	(8)
Grand cylindre..	58,6	33,4	0,60	0,153	0,583	1,35	0,580
Moyen » ..	23,9	10,83	0,45	0,471	0,472	1,12	0,476
Petit » ..	12,6	6,70	0,34	0,786	0,377	0,865	0,374

On a utilisé, pour obtenir les valeurs ci-dessus, l'émanation fournie en deux heures par une solution de $0^{gr},0001096$ de bromure de radium, c'est-à-dire environ 0,79 unité. Le volume de la solution était d'environ 1 centimètre cube et celui du réservoir de verre qui la contenait d'environ 30 centimètres cubes. Pour établir un régime permanent, on prenait la précaution de balayer plusieurs fois ce ré-

servoir avec de l'air, à des intervalles de deux heures, avant de recueillir l'émanation.

Même en prenant cette précaution, la cause d'erreur principale dans les mesures est due aux variations dans la quantité d'émanation retirée de la solution. Les différences de cette provenance s'élèvent à environ 5 0/0 en recommençant plusieurs fois la même mesure. La valeur absolue du courant pour une quantité connue d'émanation n'est donc pas connue d'une façon bien précise pour chacun des récipients étudiés. Mais j'ai pu déterminer avec une exactitude beaucoup plus grande le rapport des intensités des courants obtenus dans chacun des récipients pour une même quantité d'émanation. J'ai pour cela recueilli dans une éprouvette graduée, sur le mercure, 100 centimètres cubes d'air chargé d'émanation. Le mélange d'air et d'émanation étant bien uniforme, le gaz a été divisé en trois parties exactement mesurées et introduites chacune respectivement dans un des récipients.

La dernière colonne (8) de la table II contient les courants initiaux calculés par la formule :

$$I = C - k \frac{S}{V}, \tag{3}$$

où S est la surface et V le volume du récipient, C et k sont deux constantes avec

$$C = 0{,}63, \qquad k = 0{,}326\,;$$

les courants calculés sont les mêmes que ceux mesurés (colonne 6)

L'équation (3) peut s'interpréter de la manière suivante : on peut supposer que la radiation absorbée par les parois et la radiation secondaire qui peut en résulter sont proportionnelles à la surface et à la quantité d'émanation contenue par unité de volume d'air. Si chaque récipient contient la même quantité totale d'émanation, la quantité contenue par unité de volume est inversement proportionnelle au volume total. L'effet dû aux parois est donc proportionnel au rapport de S à V. La quantité C, dans l'équation (3), est le courant qui serait produit par la quantité d'émanation unité, si tout son rayonnement était absorbé par l'air.

La constante k est positive, ce qui indique que l'effet du rayonnement absorbé est plus grand que celui de la radiation secondaire qui peut prendre naissance.

J'ai fait deux autres séries de mesures en utilisant deux autres

solutions contenant respectivement $0^{gr},000110$ et $0^{gr},0000127$ de bromure de radium dissous dans 5 centimètres cubes d'eau. J'ai trouvé pour C les valeurs 0,61 et 0,60 et pour k les valeurs 0,316 et 0,311. Ces résultats sont très voisins de ceux qui précèdent. Toutefois les résultats étaient plus réguliers en dissolvant le bromure de radium dans une moins grande quantité d'eau, comme dans la première série de mesures.

8. On peut tirer diverses conséquences de cette valeur de C :

1° Si l'on admet que la charge d'un ion est $e = 3, . 10^{-10}$ unités électrostatiques, on trouve que le nombre maximum d'ions de chaque signe produits en une seconde par l'unité d'émanation est $\frac{0,63}{e} = 2,1 . 10^{9}$, quand toute la radiation est absorbée par l'air ;

2° Si l'énergie nécessaire pour ioniser une molécule d'air est égale à $3 . 10^{-11}$ ergs (Stark et Langevin), l'énergie d'ionisation que peut produire l'unité d'émanation pendant sa vie est au total égale à $3,13 . 10^{4}$ ergs. Cette énergie pour l'émanation dégagée par 1 gramme de bromure de radium pendant une heure correspond à 2,7 petites calories, soit environ $\frac{1}{20}$ de la chaleur dégagée par le bromure de radium pendant le même temps ;

3° Si l'émanation en équilibre au bout d'un temps prolongé avec 1 gramme de bromure de radium est égale à celle qui occupe $0^{cm^3},00088$ à l'état gazeux à 0° et 760 millimètres de pression (Ramsay et Soddy), et si le nombre de molécules dans chaque centimètre cube multiplié par la charge d'un ion est égal à $1,24 \times 10^{10}$ (Townsend), on peut en conclure qu'une molécule d'émanation produit en se détruisant 14500 ions de chaque signe. L'énergie utilisée en produisant ces ions est égale à $4,4 . 10^{-7}$ ergs, soit environ $\frac{1}{13}$ de l'énergie d'une particule α trouvée par Rutherford.

9. Dans une nouvelle étude faite avec un condensateur à plateaux, j'ai pu vérifier l'exactitude des résultats qui précèdent, et j'ai pu, de plus, évaluer la loi d'absorption par l'air des rayons dus à l'émanation et à la radio-activité induite.

L'étude actuelle a été faite avec un condensateur à plateaux avec anneau de garde situé dans une cloche dans laquelle on pouvait introduire de l'air chargé d'une quantité connue d'émanation. On établissait une différence de potentiel de plusieurs centaines de volts

entre les plateaux de condensateur, et l'on mesurait le courant correspondant à la partie centrale par la méthode du quartz piézo-électrique. On pouvait facilement changer la distance des plateaux et effectuer la mesure pour toutes les distances. On prenait les précautions déjà décrites (§ 7) pour avoir sous la cloche des quantités bien connues d'émanation ; on contrôle du reste la quantité d'émanation introduite en observant vingt heures après l'introduction le courant électrique pour une distance constante de 1 centimètre entre les plateaux.

L'appareil est représenté par la figure 2.

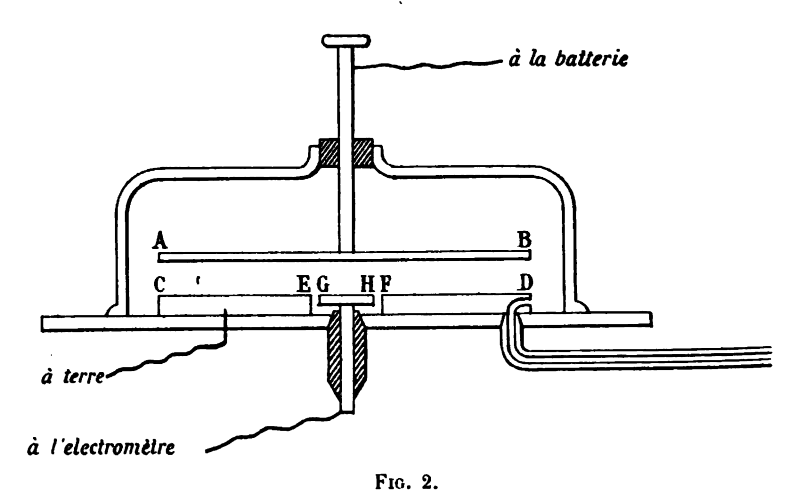


Fig. 2.

Les dimensions sont les suivantes :

Volume d'air renfermé dans la cloche....................	267 cm^3
Diamètre externe de l'anneau de garde et plateaux AB et CD	7,91 cm.
— du trou dans l'anneau de garde EF..............	2,45 cm.
— de l'électrode circulaire en cuivre GH............	2,335 cm.

10. J'ai déterminé pour diverses distances des plateaux : 1° le courant initial au moment où l'on vient d'introduire l'émanation (1) ; 2° le courant maximum au bout de trois heures quand un état de régime est établi dans l'appareil ; ce courant est dû à l'émanation et à la radio-activité induite ; 3° le courant que l'on obtient avec la radio-activité induite seule en renouvelant l'air de l'appareil pour chasser l'émanation. Cette mesure a été faite une demi-heure après avoir

(1) Ce courant n'est pas déterminé directement, mais déduit par extrapolation du courant observé dans les premières minutes, ainsi que je l'ai expliqué (§ 5).

retiré l'émanation, de telle sorte que le rayonnement est uniquement dû à la troisième substance C de la radio-activité induite.

11. La table III ci-après contient les résultats obtenus pour les courants dus à l'émanation seule. Tous les courants sont exprimés en unités électrostatiques. La première colonne contient la distance d entre les plateaux ; la deuxième colonne, les courants initiaux calculés par la formule (2) et déduits par extrapolation de dix mesures faites après chaque minute pendant les dix premières minutes après le moment où l'émanation a été introduite dans l'appareil. La troisième colonne donne la valeur des courants mesurés le lendemain pour une distance constante, 1 centimètre, entre les plateaux. La mesure est faite vingt heures après l'introduction de l'émanation dans le récipient et dix-sept heures après le moment où on a réglé la distance des plateaux à 1 centimètre. Les nombres de cette colonne sont chacun la moyenne de dix mesures, et ils donnent très exactement les valeurs relatives de la quantité d'émanation utilisée dans les diverses expériences. La quatrième colonne contient les courants initiaux pour l'unité de surface, 1 centimètre carré des plateaux courants calculés pour le cas où l'unité de volume d'air, 1 centimètre cube, contiendrait l'unité d'émanation. Les nombres de cette colonne sont corrigés (d'après les indications de la troisième colonne) des erreurs provenant des petites différences obtenues dans la quantité d'émanation introduite dans les diverses opérations. L'émanation utilisée était celle produite pendant vingt-quatre heures dans un flacon contenant une solution de bromure de radium. On a tenu compte de la destruction spontanée de l'émanation pendant vingt-quatre heures, et pour cela on a calculé la quantité d'émanation accumulée par la formule

$$q = \frac{\Delta}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}), \qquad \text{avec } \lambda = 2,02 \times 10^{-6},$$

Δ étant la quantité d'émanation produite par seconde. La cinquième colonne contient les courants calculés par la formule (4) :

$$\text{(4)} \qquad I = 0,63\,[d - (1 - e^{-d})].$$

Table III.

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
0,5	0,0101	0,0743	0,068	0,067
1,0	0,0362	0,0748	0,240	0,233
1,5	0,0692	0,0706	0,489	0,458
2,0	0,112	0,0763	0,754	0,721
2,5	0,142	0,0736	0,958	0,999

On voit que la formule (4) donne approximativement les valeurs des courants initiaux.

12. On peut établir théoriquement une relation entre le courant initial et la distance des plateaux à l'aide d'un raisonnement analogue à celui employé par Rutherford (*Radio-Activité*, p. 56, etc.). On suppose que l'émanation répandue dans le gaz émet une radiation facilement absorbée par l'air. De plus, on suppose que l'énergie de la radiation absorbée par une mince couche d'air parallèle aux plateaux est proportionnelle à la quantité d'énergie qui traverse cette couche et à l'épaisseur de la couche ; on trouve alors l'équation :

$$(5) \qquad I = C\left[d - \frac{1}{\alpha}\left(1 - e^{-\alpha d}\right)\right],$$

dans laquelle C est la constante déterminée du paragraphe 7 et α est une autre constante qui caractérise l'absorption des rayons de l'émanation par l'air.

Si on suppose enfin que le rayonnement de l'émanation en tombant sur les plateaux donne naissance à des rayons secondaires facilement absorbés par l'air et y produisant des ions, on doit ajouter à l'équation un terme proportionnel à $(1 - e^{-\alpha d})$, ce qui donne :

$$(6) \qquad I = C\left[d - k\left(1 - e^{-\alpha d}\right)\right].$$

La comparaison de la formule théorique (6) à la formule (4) qui donne les résultats de l'expérience montre que la formule (6) est satisfaite pour

$$C = 0{,}63 \qquad \text{et} \qquad k = \frac{1}{\alpha} = 1.$$

La formule (6) avec $\alpha = 1$ est donc suffisante pour représenter les phénomènes; par conséquent, l'ionisation due au rayonnement secondaire (s'il existe) est petite comparée à celle du rayonnement direct de l'émanation.

On peut rappeler ici la remarque déjà faite par Rutherford que les coefficients d'absorption relatifs aux expériences faites avec des plateaux parallèles ne sont pas les mêmes que ceux relatifs aux expériences faites avec des rayons qui partent d'un point.

13. J'ai mesuré aussi les courants maximum trois heures après l'introduction de l'émanation pour chaque distance entre les plateaux. A l'aide de ces courants et des courants initiaux, on peut par diffé-

rence calculer les courants dus à l'activité induite. Dans la table ci-après, la première colonne contient les distances d ; la deuxième colonne, les courants maximum mesurés; la troisième colonne, les rapports des courants initiaux, et la quatrième colonne, les courants par unité de surface des plateaux dus à l'activité induite, calculés pour le cas où l'unité de volume d'air contiendrait l'unité d'émanation. Quand on a calculé ces dernières valeurs, on a fait les corrections mentionnées au paragraphe 9, et aussi la correction due à ce que la quantité d'émanation diminue spontanément dans l'appareil au bout des trois heures qui séparent l'introduction de l'émanation et le moment où on a fait les mesures du courant maximum.

Table IV.

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
0,5	0,0240	2,37	0,095	0,095
1,0	0,0841	2,32	0,323	0,324
1,5	0,159	2,28	0,638	0,624
2,0	0,257	2,29	0,988	0,962
2,5	0,331	2,34	1,30	1,31

Les courants dus à la radio-activité induite sont bien représentés pour diverses distances d des plateaux par la formule (7) :

$$I = C_1 d (1 - e^{-\beta d}) \tag{7}$$

avec

$$C_1 = 0{,}63 \quad \text{et} \quad \beta = 0{,}72.$$

La cinquième colonne du tableau IV donne les nombres ainsi calculés.

14. Le courant du tableau IV mesure l'ionisation produite par un mélange des rayons produits par ceux dus au radium A et au radium C que l'on suppose déposés sur les parois des corps activés. Pour obtenir les courants uniquement dus aux rayons du radium C, on a produit l'activité induite sur le plateau mobile chargé négativement, en laissant l'émanation agir pendant un temps très long, puis l'air chargé d'émanations a été enlevé rapidement, et on a fait rentrer de l'air inactif. Trente minutes plus tard, après la complète disparition du radium A, on a mesuré le courant de saturation pour diverses distances des plateaux. On faisait les mesures pour les distances successives :

$$1^{cm}, \quad 0^{cm},9 \quad 1^{cm}, \quad 1^{cm},5, \quad 1^{cm}, \quad \text{etc.}$$

en intercalant une mesure de courant pour une certaine distance d des plateaux entre deux mesures de comparaison faites une minute avant et une minute après pour une distance, toujours la même, de 1 centimètre. En prenant le rapport de la mesure faite à une distance d à la moyenne des deux autres mesures, on peut admettre que l'on élimine l'erreur provenant de la diminution de l'activité induite en fonction du temps.

Dans le tableau V se trouvent les valeurs des courants obtenus pour diverses distances des plateaux en prenant comme unité le courant relatif à une distance de 1 centimètre.

Table V.

Distance d	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5
Courants observés	0,61	1,0	1,28	1,44	1,49
	0,65	1,0	1,29	1,48	1,53
	0,58	1,0	1,26	1,49	1,56
	0,59	1,0	1,29	1,48	1,55
	0,59	1,0	1,26	1,44	1,53
Courants moyens observés	0,603	1,0	1,28	1,46	1,53
Courants calculés	0,610	1,0	1,27	1,44	1,55

Les valeurs de la dernière ligne sont calculées par la formule :

$$i = i_0 (1 - e^{-\gamma d}),$$

avec

$$i_0 = 1,71 \quad \text{et} \quad \gamma = 0,85.$$

Le coefficient γ caractérise la loi d'absorption moyenne du rayonnement émis par la substance C de la radio-activité induite par le radium.

15. En supposant que la moitié des rayons de l'activité induite est absorbée par le métal sur lequel l'activité est déposée, nous pouvons conclure que la puissance totale de l'ionisation due aux rayons de l'émanation, à ceux du radium C et à ceux du radium A est grossièrement proportionnelle aux nombres 42, 50 et 66 (voyez § 4). Il est intéressant de remarquer que l'absorption des rayons des trois substances suit l'ordre inverse. Les coefficients sont respectivement 1, 0,85 et moins de 0,72.

16. Miss Gates[1] a montré qu'en chauffant un corps solide activé,

[1] *Physical Review*, p. 300 ; 1903.

l'activité induite se volatilise et va ensuite se déposer sur les corps froids environnants. MM. P. Curie et Danne[1] ont étudié les particularités de ce phénomène; ils ont montré que la substance radium B est volatilisée beaucoup plus facilement que le radium C. J'ai exécuté des expériences dans le but d'étudier la volatilité du radium A.

17. Un fil de platine chargé négativement jusqu'à un potentiel de 175 volts était laissé pendant trente minutes dans un vase rempli d'émanations du radium. Les parois métalliques de ce récipient étaient reliées à la terre. Au bout de trente minutes, le fil était rapidement retiré et placé dans un des récipients cylindriques en zinc qui servaient dans les mesures d'ionisation de l'air, l'un de ceux utilisés dans les expériences décrites au paragraphe 7. Là le fil activé était chauffé par un courant électrique pendant trente secondes. La température du fil était évaluée par la mesure de sa résistance. Le fil était ensuite retiré, et on balayait le réservoir par un fort courant d'air pour chasser la petite quantité d'émanation dégagée par le fil pendant qu'on le chauffait. On appliquait ensuite une force électrométrique de 175 volts au récipient et on mesurait le courant de saturation entre les parois et l'électrode centrale du condensateur cylindrique. On faisait ensuite simultanément deux séries de mesures, l'une avec le fil de platine dans le flacon (le fil étant relié métalliquement aux parois) et l'autre sous le fil de platine; les deux espèces de mesures se faisaient alternativement de minute en minute. Les mesures de la première série sont proportionnelles à l'activité totale déposée par l'émanation sur le fil, et celles de la deuxième série sont proportionnelles à la partie de l'activité qui s'est échappée du fil quand il était chauffé.

18. On peut tirer certaines conclusions de l'examen des courbes qui donnent la loi de décroissance des courants pendant la première heure. A une température un peu supérieure à 300°, l'activité qui échappe du fil est seulement une faible fraction de l'activité totale; mais cette activité volatilisée est formée principalement par la substance radium *d*. On le reconnaît facilement d'après la loi de diminution des courants en fonction du temps, qui donne une chute rapide initiale pendant les premières minutes, suivie d'un palier. Quand on chauffe le fil à une température plus élevée, la proportion d'activité expulsée

(1) *C. R.*, 21 mars 1904.

du fil s'accroît lentement jusqu'à ce que le fil soit porté au rouge.

Au-dessous de cette température (600 environ), la fraction volatilisée s'accroît avec plus de rapidité en fonction de la température, mais le radium A domine toujours dans la partie distillée. A une température encore plus élevée (700° ou 800°), la proportion volatilisée du radium B s'accroît considérablement. Ainsi il semble que le radium A est chassé du fil par chauffage avec plus de facilité que le radium B.

19. Si la température à laquelle le fil est chauffé est au-dessous de 150°, les courbes du courant indiquent qu'une très petite quantité d'activité a distillé ; mais la plus grande partie est formée de radium C. En effet, le courant dans le flacon immédiatement après l'enlèvement du fil est excessivement petit, mais le courant croît et passe par un maximum après trente-cinq minutes et s'affaiblit ensuite. Ce sont les caractères du courant quand on a à l'état initial le radium B. Seulement j'ai remarqué certaines particularités dans ces phénomènes. Si, au lieu de chauffer le fil immédiatement après l'avoir retiré de l'émanation, on attend pendant trois ou quatre minutes avant de le chauffer, la quantité de la substance B qui distille est beaucoup plus faible. De plus, si on attend vingt minutes avant de chauffer le fil à 150°, le radium B ne distille plus à cette température, et dans ce cas on ne recueille plus par distillation aucune activité sensible, le courant est extrêmement petit. Or, après vingt minutes, le radium A a disparu spontanément, presque complètement, mais le radium B n'est pas disparu.

Il paraît donc que la présence sur le fil du radium A soit nécessaire pour que le radium B puisse être chassé par distillation à des températures qui ne sontpas élevées. Peut-être que, pendant la transformation du radium A en radium B, les particules sont attachées au fil avec moins de force qu'avant et après.

J'ai observé le phénomène que je viens de décrire en utilisant des fils de platine, de cuivre et de fer ; cependant, si la surface du fer est enduite d'une couche épaisse d'oxyde, les faibles courants correspondant aux distillations après avoir chauffé à 150° sont à peu près supprimés. Si le fil de fer n'est pas recouvert d'oxyde, on a les mêmes courants que dans le cas du cuivreet du platine. Je donnerai quelques autres détails sur ces expériences lorsque j'aurai complétécette étude.

Quelques-uns des résultats de ce travail ont été présentés à l'Académie des Sciences le 27 février et le 20 mars 1905. Les expé-

riences ont été faites au laboratoire du radium de la Faculté des sciences de la Sorbonne, et j'ai beaucoup de plaisir à remercier M. le professeur P. Curie pour l'intérêt qu'il a pris à mon travail et pour l'hospitalité qu'il m'a donnée dans son laboratoire.

SUR LES ACTIONS CHIMIQUES DE LA LUMIÈRE

(Réponse à l'article de M. A. Guébhard) ;

Par M. P. VILLARD.

Dans un article paru au numéro de mai du *Journal de Physique* (1), M. A. Guébhard a donné un exposé très péremptoire d'une théorie générale qui prétend expliquer tous les phénomènes photographiques. Je crois nécessaire à ce sujet de rectifier les assertions « extraordinaires » et « contradictoires » qu'a bien voulu me prêter M. Guébhard et rétablir l'exactitude des faits que j'avais exposés devant la Société de Physique.

On lit en effet (p. 338) :

« De là les contradictions qui surgissent dès les premières observations faites par Daguerre lui-même, par Claudet, Lerebours et Sécrétan, E. Becquerel, etc., et, en dernier lieu, par M. P. Villard (2), sur l'action dite tantôt *continuatrice* et tantôt *destructrice* des verres rouges ou jaunes... »

Et, p. 344 :

« Cependant M. P. Villard assurait que l'effet *destructeur* (de la lumière jaune, qualifié de *continuation* pour d'autres substances moins sensibles) subsiste seul. »

J'avouerais volontiers m'être exprimé d'une façon tout à fait inintelligible si je ne supposais pas qu'il est arrivé ici quelque chose d'analogue à ce qui s'est passé dans une circonstance semblable : j'avais montré et décrit (le procès-verbal est exact à ce sujet) un silhouettage blanc, et M. Guébhard a expliqué peu de temps après ce phénomène décrit par lui comme un silhouettage noir, plus conforme aux prévisions de la « fonction photographique (3) ».

---

(1) Voir ce volume p. 334.

(2) *Soc. française de Physique*, 2 et 16 décembre 1904.

(3) L'explication du silhouettage blanc, ultérieurement donnée par le même Auteur, est d'ailleurs absolument contraire aux faits.

Voici exactement ce que j'ai dit (ou du moins voulu dire) :

J'ai fait d'abord de nombreuses expériences avec des verres colorés, les résultats ont été contrôlés et précisés ensuite au spectroscope ([1]). Voici en quoi ils consistent :

I. *Papiers à noircissement direct — non développés* — après une impression préalable produisant une grisaille à peine visible, ou même au-dessous de cette valeur, le papier soumis à l'action d'un spectre donne immédiatement la continuation dans le jaune (maximum entre D et E du spectre solaire), tandis qu'une bande témoin sans impression préalable ne donne rigoureusement rien, même dans un temps triple ou quadruple. Le phénomène disparaît si on supprime l'azotate d'argent en excès.

Si l'impression préalable est telle que le papier soit bien visiblement teinté, on constate de plus dans l'extrême rouge et au delà (maximum d'action sur A du spectre) un blanchissement complet du papier *sans l'aide d'aucun développement ou lavage* ([2]). Ce phénomène n'est sans doute pas compris dans ceux qu'explique la fonction photographique.

II. *Plaque au gélatino-chlorure — avec développement alcalin.* — L'absence complète de tout sel d'argent soluble dans ces plaques supprime tout effet continuateur ([3]) ; mais, si on reçoit un spectre sur la plaque préalablement impressionnée, et qu'on développe au bout d'un temps d'exposition que l'on fera varier depuis quelques minutes jusqu'à une limite supérieure *ad libitum*, on constate que l'impression préalable est progressivement détruite dans le rouge extrême (autour de A solaire) et dans l'infra-rouge jusque vers $\lambda = 920$. La *sensibilité est complètement rétablie.* Dans l'orangé, le jaune, le vert et les autres couleurs, il y a simplement une impression ordinaire plus ou moins forte. Cette impression ne dépasse pas la raie du lithium ($\lambda = 670$) ; au delà, on n'observe que de la destruction.

III. *Gélatino-bromure — développement alcalin.* — Le gélatino-bromure est beaucoup plus sensible que le chlorure, et sa sensibilité

([1]) Ces résultats sont rigoureusement d'accord, jusque dans les détails, avec ceux qu'ont publiés des observateurs tels que Draper, Fizeau et Foucault, Ed. Becquerel.

([2]) M. Guébhard affirme (p. 344, en note) que du blanc produirait le même effet. Il est regrettable que M. Guébhard n'ait pas publié d'expériences à ce sujet, car elles seraient fort intéressantes.

([3]) Mais, avec les plaques à grain très fin, on obtient cet effet en les imbibant d'azotate d'argent, ou même simplement en les plongeant dans l'eau contenant une trace d'ammoniaque qui dissout un peu du chlorure de la plaque.

va un peu au delà de la raie du lithium, jusque vers B solaire. Au delà on retrouve le phénomène de destruction précédent.

Bien entendu il faut, surtout avec le gélatino-bromure, atténuer le plus possible la lumière diffusée par le spectroscope et même mettre un verre jaune devant la fente pour supprimer la partie du spectre inutile à l'expérience (bleu et violet).

Ce qui se passe sous les verres colorés est alors facile à prévoir:

Avec les verres jaunes, on a non pas de jaune monochromatique, comme semble l'admettre M. Guébhard, mais toute la partie du spectre comprenant l'infra-rouge, le rouge, l'orangé, le jaune et le jaune vert. Si c'est un papier à azotate d'argent qu'on expose sous ces verres après une légère impression préalable, l'effet continuateur étant le plus rapide (c'est facile à voir au spectroscope), la continuation a le temps de se manifester avant la destruction de l'image latente par le rouge; mais le résultat devient beaucoup meilleur si on ajoute un verre vert (1) (j'avais insisté sur ce point); au contraire, l'addition d'un verre rouge faible (2), qui atténue le jaune, rend l'effet continuateur moins marqué, sans cependant le supprimer ; si le verre rouge est très foncé, et surtout si on le double d'un verre bleu, on n'observe plus que la destruction, moins rapide toutefois qu'au spectroscope, parce que le verre rouge a son maximum de transparence dans le rouge orangé et affaiblit l'infra-rouge.

Il n'y a là aucune contradiction. Il n'y en a pas davantage dans le cas du gélatino-chlorure. Sous des verres jaunes qu'on doit superposer en nombre suffisant pour supprimer presque complètement le vert, la plaque est soumise à toutes les radiations, de l'infra-rouge au vert. Comme, en l'absence d'azotate d'argent, il n'y a aucun effet continuateur par le jaune, il ne subsiste que la destruction par le rouge extrême, et l'impression actinique produite par le jaune, impression très faible sur le gélatino-chlorure, et largement compensée par l'action du rouge. Il y a donc destruction de l'image préalable et rien de plus. L'addition d'un verre rouge serait inutile ; elle ne donnerait pas plus de rouge que n'en laisse passer le verre jaune ; bien au contraire, le verre rouge arrêterait l'infra-rouge plus que ne le fait le verre jaune.

---

(1) Edm. Becquerel fixait entre D et E le maximum d'effet continuateur et non tantôt dans le rouge, tantôt dans le jaune, comme l'admet M. Guébhard.

(2) Les verres rouges laissent passer un peu de bleu ; il est nécessaire de les doubler d'un verre jaune, à moins qu'ils ne soient très foncés.

Ainsi, dans cette expérience, on observe uniquement de la destruction produite non pas par du jaune, comme l'admet M. Guébhard, mais par le *rouge extrême qui a traversé les verres jaunes*, ce que le spectroscope vérifie facilement.

La possibilité de détruire une impression à mesure qu'elle se produit est une conséquence naturelle de ce qui précède et rappelle une expérience d'Ed. Becquerel facile à répéter avec le gélatino-chlorure d'argent (et même avec le gélatino-bromure). Il suffit de prendre une plaque non impressionnée et de l'exposer à un spectre dont au besoin on atténuera un peu le bleu par un faible verre jaune. La lumière diffusée dans l'appareil voile toute la plaque ; mais, dans le rouge extrême, ce voile est constamment détruit, et la plaque reste absolument intacte dans cette région, indépendamment du temps de pose, qui *peut être absolument quelconque.*

Voilà donc la superposition de deux impressions qui donne rigoureusement *zéro quel que soit le temps de pose*, ce qui est en opposition formelle avec les interprétations de M. Guébhard, et d'ailleurs passé sous silence par cet auteur.

Quant au gélatino-bromure, je n'ai jamais dit qu'on pouvait avec lui observer la destruction sous des verres jaunes. J'ai dit au contraire qu'aucun verre coloré ne pouvait convenir, vu qu'aucun ne laisse passer exclusivement l'extrême rouge. C'est seulement au spectroscope que l'expérience peut être faite, et elle est alors très facile à réaliser.

M. Guébhard trouve également contradictoire que la plaque recouvre après destruction sa sensibilité, sous prétexte qu'après destruction de l'action des rayons X par la lumière blanche elle ne la recouvre pas.

Le cliché que j'ai montré à cette occasion (*Soc. de Physique*, 16 décembre 1904) n'existerait-il pas ? Il y a simplement là un raisonnement incorrect : une plaque impressionnée par la lumière bleue ou violette recouvre sa sensibilité *pour cette lumière* par le traitement à la lumière rouge ; tout ce qu'on pourrait demander à la plaque soumise aux rayons X, puis à la lumière blanche, serait de recouvrer sa sensibilité *pour les rayons X* et non pour la lumière destructrice. Or ce n'est pas loin d'être exact : on peut faire une bonne radiographie négative ordinaire avec une plaque Jougla traitée : 1° pendant deux minutes par les rayons X ; 2° pendant trente secondes par la lumière directe d'une fenêtre.

Rien n'oblige d'ailleurs à détruire l'impression par de la lumière blanche, qui n'est pas une couleur ; on peut se contenter de prendre le rouge extrême comme pour la lumière ; j'ai montré qu'avec les rayons X la destruction s'étend aussi dans l'infra-rouge. On évitera ainsi la modification que le violet et le bleu font subir au bromure, puisqu'on emploiera une lumière inactinique (1).

En ce qui concerne la théorie de M. Guébhard, je dirai simplement qu'elle ne saurait prétendre à l'explication d'expériences que, de son propre aveu, M. Guébhard a reconnu n'avoir pas répétées. Cet auteur a, par exemple, confondu la continuation avec le phénomène assez explicable de la pose en deux temps avec des lumières actiniques ; si, par exemple, une plaque sensible exige à une certaine lumière dix secondes de pose pour donner un commencement d'action, en exposant une partie de la plaque pendant cinq à six secondes seulement, puis la totalité à un voile de même durée, on n'aura d'image que là où les deux impressions sont superposées pour dépasser le seuil de dix secondes. Cette expérience réussit avec toutes les surfaces sensibles, avec toutes les lumières actiniques et avec ces dernières seulement. Elle permet de faire apparaître une image avec une pose réduite à la moitié ou au tiers du seuil. C'est peu de chose comparé à l'effet continuateur, qui équivaut à multiplier la pose par 500 ou 600, puisque c'est un véritable développement.

Quant aux épreuves si transparentes obtenues avec l'aide des rayons X, épreuves que M. Guébhard considère comme accidentelles, et dues à un « heureux hasard » (ce qui n'est pas un argument), il est extraordinaire qu'après avoir fait tant et de si méthodiques expériences sur la solarisation, l'auteur précédent n'ait jamais pu obtenir cet heureux hasard que j'ai si souvent rencontré. M. Guébhard pourrait-il dire combien il faut de clichés pour que le résultat cesse d'être « accidentel » (2) ?

Dans un autre article, je montrerai que la théorie de la fonction photographique repose uniquement sur des erreurs d'interprétation.

---

(1) J'ai publié dans le *Bulletin de la Société d'Encouragement* des spectres de destruction complets, comparativement à des spectres de solarisation.

(2) Je ne saurais passer sous silence le singulier argument, d'ailleurs mal fondé, donné par M. Guébhard (p. 343, en note). J'avoue qu'il me paraîtrait excessif de solliciter un prix important pour un procédé qui exige trente secondes de pose.

DISPOSITIF AUTO-AMORTISSEUR APPLICABLE AUX MOUVEMENTS PENDULAIRE ET OSCILLATOIRE;

Par M. V. CRÉMIEU.

Les systèmes amortisseurs connus sont basés soit sur des frottements liquides ou gazeux, soit sur des frottements magnétiques créés par des courants induits dans un champ puissant.

Pour les premiers, on sait qu'il y a de nombreux inconvénients provenant de la difficulté de réglage, des effets capillaires, de la difficulté de transport des appareils.

Pour les autres, la nécessité d'avoir un champ magnétique puissant exige l'emploi d'aimants dont la masse est toujours énorme par rapport à celle de l'appareil qu'on veut amortir.

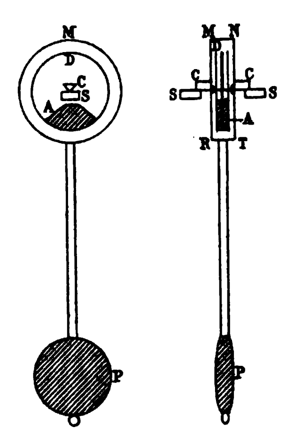


Fig. 1.

Le dispositif suivant permet de remédier à ces inconvénients.

Soit, par exemple, un pendule formé d'une masse P, oscillant autour de l'arête des couteaux CC, portés par des plans SS. On dispose entre les couteaux, dans la masse de l'appareil, une cavité cylindrique MNRT, dont l'axe coïncide avec l'arête des couteaux.

Dans MNRT, on place un disque D muni d'un contrepoids A et d'un petit axe qui viendra reposer sur deux pivots de façon à coïncider exactement avec l'axe du cylindre MNRT. On a ainsi disposé un second pendule à l'intérieur du premier. On remplit alors le

cylindre d'un liquide visqueux de façon qu'aucune bulle d'air ne puisse y demeurer.

Dans ces conditions, l'on constate que, pour une valeur convenable du rapport des périodes du disque et du pendule, ce dernier écarté de sa position d'équilibre y revient sans oscillation. En modifiant légèrement la valeur de ce rapport, l'on règle à volonté le nombre des oscillations qui précèdent le retour à l'immobilité.

Fonctionnement de l'appareil. — La théorie complète de ce système serait extrêmement complexe. Mais on peut se faire une idée approximative de son fonctionnement. Examinons d'abord un cas plus simple.

Supposons le disque D supprimé, le liquide visqueux occupant seul la cavité. On peut, par la pensée, décomposer ce liquide en une série de couches parallèles aux bases du cylindre. Si l'on communique à P une impulsion brusque, l'inertie des couches liquides centrales leur fera prendre un retard par rapport aux couches voisines des parois solides. Il en résultera des courants liquides; le travail effectué contre la viscosité ainsi mise en jeu pourra amortir les mouvements de P. Pour une valeur convenable du rapport des vitesses de P aux vitesses de ces courants, on aura un appareil apériodique.

Mais on voit que l'amortissement dépend des courants liquides, par conséquent de l'impulsion communiquée à P. Pour une impulsion faible, il n'y aura pas de courant appréciable, pas d'amortissement. Pour une impulsion trop forte, au contraire, il y aura des courants trop intenses, et d'ailleurs désordonnés.

Les mouvements cesseront d'être oscillatoires; on n'aura de plus aucun amortissement. Ces différents points ont été vérifiés expérimentalement.

Rétablissons maintenant le disque D, dont la période est très courte par rapport à celle de P. Quand P reçoit une impulsion, D sera d'abord entraîné par le liquide (et aussi par les frottements des pivots ; mais ces derniers sont négligeables). Par suite de sa très courte période, D reviendra très vite vers sa position initiale. Ainsi D est soumis à un entraînement qui dépend de la viscosité du liquide; mais il prend une vitesse fonction de sa période propre, vitesse qu'il communiquera au liquide. Il agira donc comme *régulateur* pour les mouvements intérieurs du liquide. Il augmente ces mouvements dans le cas d'impulsions trop faibles; il les diminue et les ordonne dans le cas d'impulsions trop fortes.

Avantages de l'auto-amortisseur. — L'expérience a montré que ce dispositif présente les avantages suivants :

1° Il supprime toute difficulté de transport et de réglage des appareils. Les actions capillaires n'y interviennent pas ;

2° Il permet de réduire beaucoup le rapport de la masse du système amortisseur à la masse du système amorti. Ceci tient sans doute à ce que c'est l'inertie du cylindre liquide qui intervient, et par conséquent le carré du rayon de ce cylindre.

On peut du reste diminuer encore le rayon de la cavité et, par suite, la masse de liquide nécessaire, en augmentant la surface de frottement entre le liquide et le système pendulaire intérieur, grâce à l'artifice suivant : on substitue au disque unique D une sorte de pile de disques de même rayon, présentant entre eux des intervalles de quelques millimètres.

Par exemple, on a pu rendre apériodique un système pendulaire pesant 230 grammes, ayant une période de 6 secondes et une longueur de 35 centimètres, avec une pile de 3 disques de mica distants de 2 millimètres et ayant un rayon de 35 millimètres. La cavité dans laquelle plongeaient ces disques avait 6 millimètres de hauteur et contenait 20 grammes d'un mélange d'huile, de vaseline et de pétrole. La période des disques était de $0^s,2$.

Dispositif auto-amortisseur sans liquide. — Avec une pile de disques suffisamment nombreux, présentant entre eux et laissant entre les extrémités de la pile et les parois du cylindre des intervalles de l'ordre du demi-millimètre, on peut supprimer le liquide. Sous des épaisseurs aussi faibles, la viscosité de l'air suffit à produire l'amortissement.

C'est ainsi que, dans le dispositif précédent, l'apériodicité était obtenue pour une pile de 9 disques de mica, pesant ensemble et avec le contrepoids $6^{gr},5$, et présentant une période de $0^s,4$. La construction est seulement beaucoup plus délicate que dans le cas du liquide.

Dans ce cas particulier, l'inertie de l'air n'intervenant pas, on peut faire une théorie approchée de l'appareil en appliquant les équations classiques du pendule, dans lesquelles on introduit un terme de frottement proportionnel à la différence des vitesses des deux pendules.

Application aux appareils de torsion à axe vertical. — Elle est des plus simples. Le cylindre sera à axe vertical coïncidant avec

celui de l'appareil; au lieu de contrepoids A, les disques D porteront un aimant de moment magnétique convenable, oscillant soit dans le champ terrestre, soit sous l'action de pièces de fer doux fixées dans le bâti.

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. L; novembre 1904 à février 1905.

G. RUDORF. — Ueber Spektralregelmässigkeiten und das Atomägewicht des Radiums (Les lois des raies spectrales et le poids atomique du radium). — P. 100-111.

Kayser et Runge ont montré que, pour les métaux alcalins, $\frac{d}{A^2}$ est constant (A, poids atomique du métal; $d = \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}$, différence entre les nombres d'oscillations des couples de raies caractéristiques du métal). La loi s'étend à certains autres couples de raies des métaux appartenant à un même groupe dans le système de Mendélejew; elle se vérifie beaucoup mieux en prenant une puissance de A un peu différente de 2, comprise entre 1,6 et 2,5, suivant le groupe considéré.

Admettant la loi, on peut déduire le poids atomique d'un métal de l'observation de son spectre. Dans le groupe Mg, Ca, Sr, Ba, on trouve le poids atomique usuel avec un écart $\pm$ 0,5; la même constante appliquée au radium, qui appartient à ce groupe, donne $A = 258$. Runge et Precht en concluent que le poids atomique 225 trouvé par M[me] Curie est trop faible.

L'auteur pense que l'approximation avec laquelle se vérifie la loi n'est pas suffisante pour justifier une extrapolation aussi étendue que celle qui sépare les poids atomiques du baryum (136) et du radium (225). Il cherche comment l'expression $y = \frac{d}{A^2}$ dépend de $x = A$ et observe une allure commune aux courbes de tous les groupes en donnant au radium le poids atomique 225; le nombre 258 doit être rejeté.

HANS JAHN. — Ueber die Erniedrigung des Geprierpunktes in den verdünnten Auflösungen stark dissociierter Elektrolyte (Sur l'abaissement du point de congélation dans les solutions diluées d'électrolytes fortement dissociés). — P. 129-169.

Mesures systématiques du point de congélation dans les solutions de chlorures et bromures alcalins contenant de 0,3 à 0,025 molécule par litre.

Pour tous les sels, sauf LiCl, l'abaissement moléculaire croît quand la concentration décroît, comme l'avaient trouvé Loomis et Biltz. Pour LiCl, l'abaissement moléculaire décroît d'abord, puis croît quand la concentration décroît ; seul aussi le chlorure de lithium a une chaleur de dissolution positive et existe probablement en solution à l'état d'hydrate, ce qui rend trop grand l'abaissement moléculaire calculé.

Le nombre d'ions-grammes n_1, dans la solution, peut se déduire soit des mesures cryoscopiques par la formule de van't Hoff :

$$N + n_1 = K\Delta$$

(N, nombre de molécules du sel ; Δ, abaissement ; K, constante thermodynamique) soit des mesures de conductibilité par la formule d'Arrhénius :

$$\gamma = \frac{n_1}{N} = \frac{\mu}{\mu_\infty}.$$

L'accord est assez satisfaisant pour les chlorures de potassium et de sodium, mais n'existe plus pour LiCl, KBr, CsCl. On ne peut donc pas conclure à la validité, même vraisemblable, des deux lois simples de van't Hoff et d'Arrhénius. D'ailleurs l'application de la première formule suppose que la molécule saline se décompose en deux ions, hypothèse qui entraîne par application des principes de thermodynamique la constance du rapport $\frac{n_1^2}{N - n_1}$ (loi de Guldberg et Waage). Or ce rapport n'est à peu près constant qu'aux dilutions extrêmes aussi bien en cryoscopie qu'en conductibilité.

Jahn pense que *la loi d'Arrhénius*, comme la loi de van't Hoff, *doit être considérée comme une loi limite*, appréciable seulement aux très grandes dilutions où les mobilités des ions peuvent être considérées comme constantes.

Pour les dilutions que l'on peut atteindre expérimentalement, l'auteur a donné (*Zeit. f. Phys. Chem.*, t. XLI, p. 257; 1902) des formules plus complexes; l'équation d'une isotherme de dissociation électrolytique serait non plus:

$$\frac{n_1^2}{N - n_1} = K, \qquad \text{mais} \qquad \frac{n_1^2}{N - n_1} e^{-\frac{a}{n}N + n_1\left(\frac{2a}{n} - \frac{b}{n}\right)} = K$$

(n, nombre de molécules d'eau dans la solution; a et b, des constantes). Cette formule se vérifie mieux que la première.

Les valeurs de n_1, déduites de cette formule, et la force électromotrice d'une chaîne de concentration permettent de calculer le nombre de transport ϖ du cation en appliquant la formule de Nernst transformée par Jahn (*loc. cit.*); on en déduira enfin la mobilité du cation par la formule (*J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 882; 1904):

$$u = 1{,}0354 \frac{k\varpi}{n_1} \cdot 10^{-2}.$$

Les valeurs trouvées pour u ne sont pas constantes: elles satisfont à une relation linéaire:

$$u = A + BN.$$

Ainsi *la mobilité des ions croît en même temps que la concentration.*

EMAEY. — Das spezifische Volumen als Bestimmungs-merkmal chemischer Verbindungen unter den Metallegierungen (Le volume spécifique considéré comme caractère de combinaison chimique dans les alliages). — P. 200-219.

L'auteur a étudié environ trente-huit alliages de Sb, Ag, Zn, Pb, Cd, Cu, Hg (Voir aussi: *Zeit. f. Phys. Ch.*, t. XXXVIII, p. 292; 1901). Le volume spécifique des alliages qui ne sont pas des mélanges mécaniques peut se calculer à 1 0/0 près environ par la formule des mélanges. S'il y a des changements de volume, ils sont dus essentiellement à des combinaisons, ou, s'ils sont peu sensibles, à des dissolutions solides.

Dans les recherches théoriques sur les mélanges, on doit considérer comme une propriété additive, non pas le poids spécifique, mais son inverse le volume spécifique.

J.-C. GRAHAM. — Ueber die Diffusion von Salzen in Lösung (Sur la diffusion des sels en solution). — P. 257-273.

Une colonne de solution est mise en contact avec une colonne d'eau pure de même diamètre ; on détermine, après un temps mesuré, la concentration du sel à différents niveaux au-dessus et au-dessous de la surface de contact.

La théorie très générale de Fourier pour la propagation de la chaleur peut s'appliquer à la diffusion en remplaçant la température par la concentration. L'équation de Fourier $\frac{\partial u}{\partial t} = k \frac{\partial u^2}{\partial x^2}$ a pour intégrale :

$$u = \frac{1}{2} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{x}{2\sqrt{kt}} - \frac{1}{3} \left(\frac{x}{2\sqrt{kt}} \right)^3 + \frac{1}{5 \cdot 2!} \left(\frac{x}{2\sqrt{kt}} \right)^5 + \dots \right];$$

u est la température à la distance x à l'époque t, k le coefficient de conductibilité thermique ; en appliquant cette formule à la diffusion, u devient le facteur qui détermine le *rayonnement* du sel : c'est donc la concentration ; k devient le nombre d'unités de poids du sel qui passe dans l'unité de temps à travers 1 centimètre cube d'une solution, quand les deux faces opposées du cube sont en contact avec des solutions dont les concentrations diffèrent de l'unité de poids par unité de volume.

L'auteur calcule numériquement la fonction de Fourier pour des valeurs de x comprises entre 1 et 5 centimètres et des valeurs de kt entre 1 et 10 ; il trace les courbes u (kt) pour différentes valeurs de x. La mesure des densités à différentes distances x de la surface de séparation fournit expérimentalement les valeurs de u ; on en déduit les valeurs de kt, d'où le coefficient absolu de diffusion k.

L'expérience fournit pour le coefficient absolu de diffusion k des valeurs indépendantes du temps et de la concentration, conformément à l'hypothèse sur laquelle est basée la méthode.

E. COHEN, E. COLLINS et Th. STRENGERS. — Physikalisch-chemische Studien am sogenannten explosiven Antimon (Etudes physicochimiques sur l'antimoine dit explosif). — P. 291-309 ; première partie du mémoire, t. XLVII, p. 1-29 ; 1904.

On sait qu'en électrolysant une solution chlorhydrique de chlorure d'antimoine on obtient un corps à éclat métallique explosif par

frottement; ce corps, appelé antimoine explosif, contient toujours du chlorure d'antimoine.

Les auteurs montrent dans le premier mémoire que le *chlorure d'antimoine n'est pas mécaniquement inclus;* en effet, on peut pulvériser l'antimoine explosif à 80° sans déterminer d'explosion; la poudre ne cède rien à un mélange d'alcool et d'éther, excellent dissolvant de $SbCl^3$.

On ne trouve pas non plus de chlorure en déterminant l'explosion sous l'éther qui empêche toute élévation de température ; l'explosion à l'air donne un peu de chlorure, mais il faut distiller le produit après explosion pour avoir tout le chlorure contenu dans l'antimoine explosif.

Pour la préparation de l'antimoine explosif, la concentration en HCl et la densité du courant ont une influence nulle ou faible ; la concentration en $SbCl^3$ est seule importante : dans les solutions au-dessous de 10 0/0, l'antimoine n'est pas explosif et la proportion de $SbCl^3$ est faible (1,6 à 1,8 0/0) ; *de* 10 *jusqu'à* 86 0/0, *l'antimoine est explosif et contient des proportions de* $SbCl^3$ *croissant avec la concentration* (4,5 à 10,5 0/0). En élevant la température, on diminue la teneur en $SbCl^3$, et le métal cesse d'être explosif.

Dans le second mémoire, les auteurs électrolysent des solutions de $SbCl^3$, $SbBr^3$, SbI^3, SbF^3. Les trois premières donnent, à partir d'une certaine concentration, de l'antimoine explosif renfermant une quantité de sel d'autant plus grande que la solution est plus concentrée; les solutions dans l'alcool méthylique se comportent comme les solutions aqueuses. Le fluorure d'antimoine ne donne pas d'antimoine explosif et le sel inclus est en très faible quantité (0,1 0/0).

Le poids de métal déposé par 1 *coulomb donne un poids atomique toujours plus élevé que le poids atomique chimique* (120,2) *et croissant régulièrement avec la concentration du sel*, de 120,84 à 121,92. Le produit recueilli, explosif ou non, était chauffé dans un courant d'hydrogène pour en séparer le sel. L'augmentation de l'équivalent électrochimique avec la concentration s'observe aussi avec le fluorure d'antimoine, bien que le métal déposé ne soit pas explosif et ne contienne pas de sel.

W. ÖHOLM. — Ueber die Hydrodiffusion der Elektrolyte (Sur la diffusion des électrolytes dans l'eau). — P. 309-350.

D'après la théorie de Nernst, la vitesse de diffusion d'un électrolyte doit être égale au quotient de la pression osmotique des ions par le frottement électrolytique à une dilution infinie. L'expérience fournit des nombres en général plus petits. Le travail de M. Öholm, élève d'Arrhénius, a pour objet de vérifier expérimentalement le fait prévu par ce savant que le coefficient de diffusion des électrolytes passe par un minimum quand la concentration croît; il décroît à partir d'une dilution infinie, par suite d'une diminution de dissociation, puis croît pour les solutions plus concentrées, par suite de l'attraction moléculaire.

L'auteur a étudié des solutions de chlorures alcalins, d'acides chlorhydrique et acétique, de potasse et de soude entre les concentrations 1 et 0,01 normal; les mesures ont été faites à des températures différentes, entre 5° et 18°. Pour tous les électrolytes étudiés, le coefficient de diffusion croît en même temps que la dilution, à partir d'une certaine valeur de la concentration, variable suivant l'électrolyte; il croît en même temps que la concentration au delà de cette valeur et passe par suite par un minimum. La formation de complexes moléculaires aux concentrations élevées peut introduire des perturbations qui cachent ce minimum.

Le coefficient de température de la diffusion varie suivant l'électrolyte étudié; il est égal à la somme des coefficients de température de la pression osmotique et de la conductibilité électrique.

Le frottement interne f' de la molécule est un peu plus petit que la somme f des frottements des ions; le rapport $\frac{f'}{f}$ est d'autant plus grand que la conductibilité électrolytique du sel est plus grande.

H. KAUFFMANN et A. BEISSWENGER. — Lösungsmittel und Fluoreszenz (Dissolvant et fluorescence). — P. 350-355.

Les amines, comme beaucoup d'autres corps, possèdent une fluorescence dont la couleur dépend du dissolvant. La diméthylnaphteurhodine est particulièrement remarquable : sa fluorescence est rouge orangé en relation alcoolique, jaune dans le chloroforme, verte dans

la ligroïne. La diméthylaminodiphénylchinoxaline passe du jaune au vert bleu. La 3-aminophtalimide est bleue dans l'éther, verte dans l'alcool, jaune dans l'eau.

Les mesures cryoscopiques ont montré que le dissolvant ne change pas le poids moléculaire; les colorations ne peuvent donc pas être attribuées à des associations moléculaires différentes.

Une variation de température change beaucoup la couleur de fluorescence; celle-ci se déplace vers le violet du spectre quand la température s'élève.

F. KOHLRAUSCH. — Die Löslichkeit einiger schwerlöslicher Salze im Wasser bei 18° (Solubilité de quelques sels peu solubles dans l'eau à 18°). — P. 355-357.

Tableau de la solubilité des sels dits insolubles, déduite de la conductibilité.

A. MILROY. — Ueber den Einflus inaktiver Substanzen auf die optische Drehung der Glukose (Influence des substances inactives sur le pouvoir rotatoire du glucose). — P. 443-465.

La rotation du glucose en solution aqueuse augmente par l'addition des acides et des alcools; elle diminue par l'addition des bases et des phénols. Les sels neutres peuvent augmenter ($CaCl^2$, $KAzO^3$, ...), diminuer (borax, $HgCl^2$, ...), ou ne pas changer ($MgSO^4$, $FeCl^3$, ...) la rotation.

Le changement de rotation est peut-être dû à une transformation tautomérique d'un groupe alcool-aldéhyde en un groupe lactone-alcool.

J. Guinchant.

J.-N. BRÖNSTED. — Ueber die Reduktion des Quecksilberchlorürs durch Silber (Sur la réduction du chlorure de mercure par l'argent). — P. 481-486.

Les recherches d'Ogg ont établi que les solutions de sels d'argent sont réduites par le mercure, mais, en même temps, que l'argent précipite le mercure des solutions de sel de mercure. Il est probable que les métaux n'agissent pas isolément pendant la réaction, mais se combinent en un amalgame dans lequel l'action réductrice de

chacun des deux métaux est réglée par sa concentration dans l'amalgame.

L'Auteur s'est proposé d'étudier de près la réaction

$$\underset{\text{met.}}{Ag} + \underset{\text{sol.}}{HgCl} \longrightarrow \underset{\text{mét.}}{Hg} + \underset{\text{sol.}}{AgCl}.$$

D'après les mesures calorimétriques, elle doit s'effectuer avec une *absorption de chaleur.*

L'Auteur a construit avec des soins nombreux, dont il donne tout le détail, des éléments du type

$$Ag \left| \begin{matrix} \underset{\text{solide}}{AgCl} \quad \underset{\text{solide}}{HgCl} \\ \underset{\text{dissous}}{KCl} \end{matrix} \right| Hg$$

Comme on devait s'y attendre, ces éléments ont l'argent comme cathode ; la réaction précédente est donc bien endothermique.

Après avoir constaté que la force électromotrice de l'élément ne dépend pas de la concentration du chlorure de potassium, l'auteur a étudié la variation de la force électromotrice avec la température.

Il avait alors toutes les données nécessaires pour appliquer la formule d'Helmholtz

$$T\frac{dE}{dT} = E - U,$$

où T est la température, E la force électromotrice et U la variation d'énergie.

Le calcul a été fait pour cinq températures comprises entre 23 et 80°. La valeur trouvée pour l'absorption de chaleur U peut être considérée comme très voisine de celles que fournissent les mesures calorimétriques; si on remarque qu'une erreur de un millième de volt sur la force électromotrice et de 1 0/0 dans les mesures calorimétriques entraîne une variation de 600 calories dans la valeur de la quantité de chaleur.

E. Rothé.

LUTHER et F.-J. BRISLEE. — Die anodische Zersetzungsspannungskurve von Salzsaüre an Platinelektroden (La courbe de décomposition anodique de l'acide chlorhydrique au contact d'électrodes de platine). — P. 595.

Les auteurs ont étudié la portion horizontale que présente la

courbe obtenue pour les chlorures en portant en ordonnées l'intensité du courant et en abscisses le potentiel anodique. Ils voient dans l'existence de cette portion horizontale une particularité de l'ion chlore, car ils ne l'ont observée ni avec l'acide bromhydrique, ni avec l'acide iodhydrique, dans les mêmes conditions de concentration, d'intensité et avec les mêmes électrodes. En réponse à une réclamation de priorité de M. Box, ils insistent sur ce fait qu'ils ont fait une véritable étude quantitative du phénomène et ont montré que l'intensité du courant dans la partie horizontale de la courbe est proportionnelle au carré et non à la première puissance de la concentration en ions chlore. Il ne peut s'agir ici d'une simple diffusion des ions, mais bien d'une cause plus profonde, une véritable modification superficielle du platine. E. Rothé.

Julius Tafel. — Ueber die Polarisation bei kathodischer Wasserstoffentwickelung (Sur la polarisation au moment du dégagement de l'hydrogène sur la cathode). — P. 641-712.

L'auteur a été conduit à ce travail en se proposant de rechercher comment la vitesse de réduction électrolytique des substances organiques dépend de la nature de la cathode et se relie à la « surtension » étudiée par Caspari. Comme il le fait remarquer lui-même, lorsqu'on entreprend l'étude d'un sujet comme la polarisation des électrodes, qui a fait déjà l'objet de tant de recherches, on risque de retomber sur des phénomènes déjà connus ; il n'existe pour ainsi dire pas de côté par lequel on n'ait attaqué le sujet soit expérimentalement, soit théoriquement. Ce n'est que par des méthodes nouvelles et des appareils nouveaux qu'on peut espérer trouver des faits nouveaux. Néanmoins, par la méthode directe ancienne de la mesure du potentiel de chaque électrode par rapport à une électrode normale, l'auteur a été conduit à des résultats intéressants.

Il n'étudie pas le régime variable qui a fait l'objet de mes propres recherches et porte son attention sur le courant permanent. Il attend qu'il se soit établi un état stationnaire pendant lequel se produit un dégagement visible d'hydrogène, et, prenant toujours pour anode une lame de platine, il prend comme cathodes différents métaux. Chaque fois il mesure le potentiel cathodique, c'est-à-dire la différence de potentiel de la pile formée par cette cathode et une électrode normale.

1. Ce potentiel croît très vite quand l'intensité augmente, si bien qu'il est nécessaire, pour que la mesure ait un sens, de connaître au même instant les valeurs de l'intensité et du potentiel.

2. Une série de métaux (plomb, cadmium, argent, cuivre) présentent comme cathodes deux états de polarisation différents que M. Tafel distingue en état d'*élévation* et de *dépression*. Ceux-ci dépendent de l'état de la cathode; c'est une modification dont la nature n'est pas nettement établie. Il semble que le phénomène de polarisation cathodique tend à augmenter le potentiel cathodique (élévation), tandis que le liquide anodique, lorsqu'il a accès à la surface de la cathode, produit un effet antagoniste, une diminution du potentiel (dépression).

3. Pour tous les métaux, le potentiel cathodique indique pendant l'électrolyse des variations lentes et temporaires.

4. Pour beaucoup de métaux, ces variations sont plus ou moins grandes suivant que le liquide anodique a ou non accès à la cathode, car en général, comme on vient de le voir, ce liquide tend à abaisser le potentiel cathodique. Brusquement, pendant l'électrolyse, il peut, pour les métaux ci-dessus, changer l'état d'élévation en état de dépression.

5. Inversement, la plupart des métaux peuvent être amenés brusquement de l'état de dépression à l'état d'élévation, quand on supprime le liquide anodique.

6. Pour beaucoup de métaux, le potentiel dépend, pour une intensité donnée du courant, de l'intensité avec laquelle la cathode a été polarisée auparavant, si bien que, pour ces métaux, on ne peut donner de résultats précis qu'en indiquant qu'ils ont été polarisés *exclusivement* avec une intensité donnée.

7. L'état physique de la surface de l'électrode a peu d'influence sur le potentiel. Mais il influe sur la stabilité de ce potentiel : les cathodes poreuses présentent des variations et prennent bien plus facilement l'état de dépression que les cathodes polies.

8. Les valeurs de surtensions ne peuvent s'obtenir avec une précision supérieure à 0,01, à cause de la difficulté qu'on a à définir l'état de polarisation.

Dans plusieurs opérations successives, les variations des nombres obtenus atteignent le centième de volt.

9. Pour le mercure et le plomb rugueux ou poli, le maximum de polarisation est atteint presque instantanément. Il faut plus long-

temps pour le cadmium, environ quinze à trente minutes pour l'étain et le bismuth. Au contraire, pour le cuivre, le nickel, l'or et le platine poli, le potentiel varie pendant des heures, l'intensité de courant demeurant constante.

10. Les cathodes de mercure et de platine platiné présentent des potentiels constants et même indépendants des états antérieurs.

11. Le potentiel cathodique ε est lié à l'intensité du courant I par la relation :

$$\varepsilon = a + b \log I,$$

où a et b sont des constantes. A 12°, la valeur de b a été trouvée égale à 0,107. Cette formule s'applique exactement au mercure. Elle est approchée pour le plomb et le cadmium.

12. Pour tous les métaux, les potentiels diminuent quand la température augmente ; pourtant l'auteur a constaté que, malgré cela, la valeur de b augmente, avec la température, dans le cas du mercure.

13. Pour le mercure et le plomb, le potentiel cathodique augmente quand on dilue la solution d'acide sulfurique. Mais la différence est extraordinairement faible et négligeable pour les concentrations ordinairement employées.

E. Rothé.

Julius TAFEL et Kurt. NAUMANN. — Beziehungen Zwischen Kathodenpotential und elektrolytischer Reduktions wirkung (Rapports entre le potentiel cathodique et l'action réductrice électrolytique). P. 713-752.

Poursuivant ses recherches sur la réduction électrolytique de la caféine et de la succinimide, M. Tafel constate qu'elle ne s'effectue pas également bien en solution acide en présence de tous les métaux. Le cadmium, le plomb et le mercure semblent seuls produire cette réduction.

La réduction de la caféine s'effectue mieux en présence de mercure que de plomb ; inversement le plomb favorise la réduction de la succinimide, bien que, dans l'acide sulfurique pur, les potentiels cathodiques des deux métaux soient les mêmes. L'état superficiel n'a sur la réduction qu'une influence tout à fait secondaire.

Dans l'électrolyse de l'acide sulfurique étendu, l'addition d'une petite quantité de caféine produit une dépolarisation, quand la ca-

thode est en mercure. Si celle-ci est en plomb, l'addition d'une petite quantité de caféine produit d'abord une augmentation du potentiel cathodique, et ce n'est qu'en augmentant la quantité de caféine qu'on arrive à abaisser le potentiel cathodique.

La succinimide produit une élévation du potentiel aussi bien pour le mercure que pour le plomb.

Les Auteurs pensent que la formation de gaz hydrogène et l'action réductrice à la cathode sont des phénomènes connexes irréversibles et que le potentiel cathodique doit son existence à l'accumulation forcée de gaz hydrogène sous une forme quelconque dans le voisinage immédiat de la cathode.

E. Rothé.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE ;

T. XXXV, n°s 6, 7, 8, 9; 1903.

W. SCHIPTCHINSKY. — Variation du moment magnétique de quelques aimants. — P. 541.

L'auteur a déterminé pour chaque année de la période 1888-1902 les valeurs moyennes des moments magnétiques de trois aimants.

La variation annuelle du moment s'est montrée égale à 1,62 0/0 pour l'un d'eux et à 0,03 0/0 pour les deux autres.

N. GEORGIEWSKY. — Influence du radium sur la vitesse de refroidissement des corps électrisés et placés en milieu gazeux. — P. 553.

L'auteur est arrivé expérimentalement aux conclusions suivantes :

1° L'action du radium sur la vitesse de refroidissement est nulle lorsque le corps n'est pas électrisé, et cela quelle que soit la nature du milieu gazeux dans lequel le corps est placé ;

2° Lorsque les corps sont électrisés, leur vitesse de refroidissement est accélérée par le radium.

La présence simultanée des rayons α, β et γ du radium n'est pas nécessaire ; les rayons β et γ peuvent suffire ;

3° L'augmentation de la vitesse de refroidissement est plus grande lorsque les corps sont chargés négativement que lorsqu'ils sont chargés positivement;

4° La relation entre l'augmentation de la conductibilité thermique et le potentiel des corps électrisés peut être représentée par des courbes analogues à celles que M. Townsend a données pour exprimer la relation entre les expressions $\frac{a}{p}$ et $\frac{X}{p}$ relatives aux mêmes gaz que ceux qui forment le milieu considéré.

B. WEINBERG. — De l'influence du milieu sur les courants d'induction. — P. 565.

L'auteur indique d'abord quelles variations de l'induction et de la force magnétique résultent du changement du milieu indéfini qui entoure un système d'aimants ou de conducteurs traversés par des courants.

Comme il est impossible de modifier le milieu jusqu'à l'infini, l'auteur cherche quelle forme il faut donner à la surface limitant les milieux étudiés pour que la modification de ces milieux produise les mêmes effets que s'ils s'étendaient jusqu'à l'infini. Il démontre que cette surface doit coïncider avec des lignes de force ou avec des surfaces équipotentielles.

L'auteur recherche ensuite si, dans la formule de Laplace,

$$df = l\,\frac{i \,.\, m \,.\, ds \,.\, \sin(r \,.\, ds)}{r^2},$$

le coefficient l varie avec le milieu.

La comparaison, par une méthode différentielle, des courants d'induction produits par un aimant dans des bobines entourées successivement d'air, d'eau, d'huile de vaseline, de solutions d'acide sulfurique ou de chlorure de manganèse, lui permet d'affirmer que ce coefficient ne varie pas de plus du $\frac{1}{30000}$ de sa valeur et même probablement de pas plus du $\frac{1}{100000}$.

N. HESEHUS. — Influence de la déformation des corps sur leur électrisation par frottement. — P. 575.

1° Le verre comprimé s'électrise positivement par rapport au verre non comprimé;

2° Un tube de caoutchouc allongé s'électrise négativement quand on le frotte avec un morceau du même tube non allongé;

3° Une lame courbée frottée sur sa partie concave avec une lame droite s'électrise positivement; frottée sur sa partie convexe, elle s'électrise négativement. L'effet est le plus net pour l'ébonite; il est à peine sensible avec les métaux, surtout avec l'aluminium;

4° Si l'on prend en considération tout ce qui est connu relativement à ce sujet, on arrive à la loi générale suivante : Si l'on frotte l'un contre l'autre ou si l'on met en contact deux corps de même nature chimique, celui qui a la plus grande densité superficielle s'électrise positivement.

E.-A. HOPIUS. — Relation entre la conductibilité du sélénium et l'intensité de la lumière incidente. — P. 581.

L'auteur illumine deux échantillons de sélénium, l'un avec une lampe Nernst, l'autre avec un brûleur normal à acétate d'amyle, les deux sources lumineuses étant placées à des distances variant de 10 à 200 mètres. Il constate ainsi que l'intensité des courants mesurés s'accorde suffisamment avec l'hypothèse de la proportionnalité directe de l'accroissement de conductibilité du sélénium à la racine cubique de l'intensité d'éclairement.

P.-J. KHOLODNY. — Densité de l'argent colloïdal. — P. 585.

L'auteur prépare des solutions aqueuses d'argent colloïdal de 10 à 21 0/0 d'après la méthode suivante indiquée par Carey-Lea : à un mélange de 140 centimètres cubes d'une solution de citrate de soude à 40 0/0, de 90 centimètres cubes de sulfate de fer à 30 0/0 et de 25 centimètres cubes de carbonate de soude à 10 0/0, on ajoute 100 centimètres cubes d'une solution d'azotate d'argent à 10 0/0. Après avoir réuni le précipité bleu à l'aide d'un appareil centrifuge,

on obtient une masse facilement soluble dans l'eau et donnant des dissolutions stables.

L'auteur détermine à l'aide d'un picnomètre la densité d'une solution ainsi préparée, précipite l'argent en agitant la solution avec une dissolution de soufre dans le sulfure de carbone et mesure de nouveau la densité du dissolvant dépourvu d'argent. La quantité d'argent de la dissolution primitive est dosée en la transformant en chlorure.

La densité X de l'argent en solution dans une masse A du liquide primitif de densité δ de masse B, et contenant une quantité M d'argent, peut être calculée d'après la formule :

$$A = B + M - \frac{M}{X}\delta.$$

L'auteur a obtenu pour X les valeurs 10,66 ; 10,63 ; 10,50 ; 10,58, tandis que la densité de l'argent métallique telle que l'ont déterminée divers expérimentateurs varie de 10,47 (argent de fonte) à 10,59 (argent en poudre).

N. GEORGIEWSKY. — Données numériques sur la conductibilité thermique de quelques mauvais conducteurs. — P. 609.

L'auteur étudie principalement des matériaux de construction.

A. AFANASSIEFY et E. LOPOUKHINE. — Capacité électrostatique d'un tube rempli d'un gaz raréfié. — P. 617.

Les auteurs, en employant la méthode de MM. Borgmann et Petrowsky, ont obtenu les résultats suivants :

1° La capacité électrostatique du tube augmente d'abord quand la pression du gaz diminue, devient maximum pour une pression d'environ 1 millimètre de mercure et diminue ensuite lorsque la pression devient encore plus faible ;

2° Parallèlement à ces variations de capacité, il se produit des variations du volume de la partie lumineuse et du caractère de sa luminosité ;

3° La capacité augmente avec le potentiel et avec la fréquence des interruptions du primaire de la bobine ;

4° La capacité diminue, pour les pressions inférieures à 1 milli-

mètre de mercure, lorsqu'on place le tube parallèlement aux lignes de force d'un champ magnétique ;

5° Perpendiculairement aux lignes de force, la capacité augmente ou diminue selon la pression du gaz.

S. MAYSEL. — Période de l'arc chantant. — P. 635.

L'auteur montre que la période dépend des conditions du fonctionnement de l'arc et que la formule de W. Thomson : $W = 2\pi \sqrt{LC}$, ne permet de la calculer qu'avec une assez grosse approximation.

L'inconstance de la période de l'arc chantant ne permet pas de l'employer dans la mesure des coefficients de self-induction par les méthodes de Duddell ou de Janet.

N.-A. HESEHUS. — Influence de l'éclairement sur la conductibilité électrique du sélénium. — P. 661.

L'auteur démontre que la conductibilité électrique *m* du sélénium est reliée à l'intensité d'éclairement *i* par une formule de la forme :

$$i = a(b^m - 1).$$

G. TAMMAN, N. WERIGIN et J. LEWKOIEFF. — Sur la vitesse d'écoulement de quelques métaux. — P. 665.

L'appareil employé est celui que M. Tamman a décrit dans son mémoire « Sur l'écoulement des corps cristallisés » (*Ann. der Physik* (4). Band VII ; 1902).

L'objet principal des expériences étant l'influence de la température sur la vitesse d'écoulement, les auteurs placent le cylindre d'acier contenant le métal, soumis à la pression de 500 ou 1000 kilogrammes par centimètre carré, dans un bain d'huile de ricin de 20 litres de capacité et convenablement chauffé.

D'après leurs vitesses d'écoulement décroissantes, on peut disposer les métaux soumis à l'expérience dans l'ordre suivant :

K, Na, Pb, Tl, Sn, Bi, Cd, Zn, Sb.

Le module d'élasticité est connu seulement pour Pb, Sn et Zn : les

valeurs numériques de cette constante augmentent dans le même ordre que les vitesses d'écoulement diminuent. En général, l'accroissement de 10° C. de la température du métal dans l'intervalle de 21°,1 à 235°,7 fait doubler à peu près la vitesse d'écoulement correspondant à la température initiale. Cependant, pour l'étain, la vitesse d'écoulement diminue brusquement à 200° C.

W. MITKEVITCH. — Sur les conditions nécessaires pour la formation de l'arc électrique. — P. 675.

L'auteur étudie d'abord le phénomène d'Edison (décharge spontanée d'un corps chargé négativement et chauffé) avec un filament de carbone incandescent et un cylindre de même matière placés dans le vide ou dans l'hydrogène à la pression atmosphérique.

Le courant correspondant à la déperdition de l'électricité négative par le fil s'est montré 2000 fois plus fort que le courant de direction contraire (environ $0^{amp},4$ et $0^{amp},0002$ par centimètre carré de la surface du fil). Cela s'accorde avec la conception qui représente l'arc voltaïque comme un flux d'électrons sortant de l'électrode négative incandescente.

L'auteur montre ensuite que la haute température de l'arc est déterminée principalement par le flux de la chaleur provenant des autres parties de l'arc voltaïque possédant des températures beaucoup plus élevées. Les ions positifs n'apporteraient à la cathode qu'une quantité d'énergie relativement petite.

L'arc voltaïque s'allume spontanément entre les électrodes sans leur contact, quand leurs extrémités sont portées à l'incandescence par la combustion dans un courant d'oxygène.

Si, après avoir porté à l'incandescence l'extrémité des charbons par l'action de l'arc, on coupe le circuit et on substitue à l'une des électrodes une autre à température ambiante, l'arc peut se former spontanément, sans contact, quand l'électrode restée incandescente est la cathode.

L'auteur admet comme démontré par l'expérience que la condition nécessaire pour la formation et la continuation de l'arc voltaïque est une température suffisamment élevée de la cathode. Cette manière de voir permet d'expliquer assez bien un grand nombre de phénomènes que l'on observe dans l'arc, en particulier pendant les extinctions et rallumages périodiques.

T. XXXVI, n°s 1 à 9; 1904.

N. GEORGIEWSKY. — De l'action du radium sur les verres, le quartz et quelques autres corps. — P. 1.

On sait que le verre noircit sous l'influence du radium. Le même effet se produit pour le quartz. La coloration disparaît peu à peu non seulement lorsqu'on chauffe, mais aussi à la température ordinaire.

L'auteur a étudié photométriquement l'absorption du verre et du quartz colorés par les rayons du radium et la diminution de cette absorption avec le temps. Cette diminution peut se représenter par une spirale logarithmique.

L'auteur a étudié non seulement le verre et le quartz, mais encore d'autres corps, tels que le mica et le gypse, dont les propriétés optiques changent sous l'action du radium. Pour le mica, par exemple, placé entre deux nicols croisés après avoir été soumis partiellement au rayonnement du radium, on peut observer un changement de la polarisation chromatique dans la partie qui a été impressionnée. Ce changement disparaît par un échauffement de l'échantillon étudié.

Le gypse et le spath ne noircissent pas, bien qu'ils subissent un changement dans leurs propriétés optiques sous l'influence du radium.

Th. INDRICSON. — Expériences sur l'émanation du bromure de radium. — P. 7.

L'auteur emploie une éprouvette contenant une dissolution de bromure de radium (10 milligrammes dans 10 centimètres cubes d'eau) et un long tube dont la surface intérieure est recouverte d'une couche de blende Sidot (sulfure de zinc). Quand on les met en communication, une luminescence apparaît et se propage le long du tube.

En répétant les expériences de Ramsay, il a constaté que la raie jaune de l'hélium ne correspond pas aux raies jaunes du spectre de l'émanation ; sa place est entre les deux raies jaunes de l'émanation.

En plongeant dans l'air liquide le serpentin qui fait communiquer le tube avec la solution de bromure de radium, il a constaté dans le spectre de l'émanation un renforcement des raies correspondant

à celles de l'hélium et l'apparition, entre les deux raies jaunes citées ci-dessus, d'une troisième raie correspondant à la raie jaune de l'hélium.

Les raies de l'hélium n'existent pas dans le spectre de l'émanation d'un tube récemment préparé ; elles n'apparaissent que dans la suite. L'auteur, ayant recueilli les gaz qui se dégagent pendant la dissolution du bromure de radium et les ayant placés dans un tube spectral, ne put y reconnaître les raies de l'hélium que quatre jours après, et alors le tube avait cessé d'être phosphorescent.

W. MITKEVITCH. — Sur la force contre-électromotrice de l'arc électrique. — P. 13.

L'auteur a constaté après l'extinction de l'arc électrique l'existence des forces électromotrices dans le voisinage des deux électrodes, ce qui est en faveur de l'opinion de M. Duddell sur la nature de la force contre-électromotrice de l'arc.

D. SOKOLTZOFF. — La décharge disruptive dans l'air à la pression normale; influence exercée sur elle par le radium. — P. 25.

L'auteur tire de ses recherches les conclusions suivantes :

1. Des deux émissions électriques qui se produisent dans la décharge disruptive s'effectuant dans l'air à la pression normale, c'est l'émission positive qui est la plus importante.

Cette conclusion est justifiée par les faits suivants :

a. Si l'une des électrodes est pointue, l'étincelle jaillit à une plus grande distance lorsque la pointe est anode que lorsqu'elle est cathode ;

b. Si les deux électrodes sont identiques, la réunion de l'anode avec la terre affaiblit considérablement l'étincelle, tandis que la même opération répétée avec la cathode augmente au contraire la force de l'étincelle;

c. Lorsqu'on suit la transformation de la décharge lente en étincelle, on voit qu'elle passe de l'anode à la cathode ;

d. Un certain nombre de faits consignés dans la littérature démontrent le rôle prédominant de l'anode dans la formation de l'étincelle, notamment l'action d'un champ magnétique, la pression et la chute de potentiel dans l'étincelle, l'incandescence de la cathode et l'analogie avec la décharge dans les tubes de Geissler.

2. Le radium arrête l'émission positive et n'agit pas notablement sur l'émission négative.

L'action du radium est d'ailleurs d'autant moindre que la forme de l'électrode se rapproche davantage de celle d'une pointe.

3. Le radium peut éteindre une assez grande étincelle si, dans son circuit, les grandes oscillations font à peu près défaut. Cette action est d'autant plus nette que la surface de l'anode est plus grande.

4. Le radium agit d'une manière spéciale sur l'étincelle oscillante :

a. Avec une anode pointue et une cathode en forme de disque, le radium éteint l'étincelle lorsqu'on l'en approche beaucoup ; à distance, au contraire, il peut l'amorcer ;

b. Le radium allume facilement toute autre étincelle oscillante.

N. ORLOFF. — Contribution aux recherches sur l'action du radium sur les métaux. — P. 41.

Une capsule en ébonite contenant $0^{gr},03$ de bromure de radium avait été recouverte, en avril 1903, d'une plaque d'aluminium de $0^{mm},01$ d'épaisseur.

En juillet, l'auteur, ayant ouvert la capsule, remarqua sur la surface de l'aluminium tournée vers le radium la présence de protubérances ayant le même aspect que l'aluminium non attaqué et semblables à de petites gouttes de métal fondu.

Ces protubérances sont radio-actives et peuvent produire une image photographique par contact à travers du papier noir durant quelques minutes. L'action photographique est concentrée dans les protubérances; celles-ci émettaient encore des radiations invisibles six mois après sans affaiblissement sensible.

L'auteur suppose qu'il s'est formé un alliage stable par suite de l'accumulation autour des noyaux légers d'aluminium de particules de matière provenant des systèmes atomiques surchargés du radium.

Mlle PETROWA. — Constante diélectrique de quelques liquides déterminée par la méthode du professeur L. Borgmann. — P. 93.

L'auteur utilise la méthode de M. Borgmann en remplissant successivement de divers liquides un même condensateur ayant la forme

d'une éprouvette munie de deux plaques de platine, servant d'armatures, et d'un robinet.

L'auteur trouve ainsi, avec une erreur inférieure à 2,5 0/0, les résultats suivants : xylol, 2,1 ; benzol, 2,3 ; éther sulfurique, 4,23 ; chloroforme, 4,61 ; amybenzol, 4,84 ; air liquide, 1,33.

Le radium et les variations de température n'ont qu'une action inappréciable sur la valeur de la constante diélectrique de ces liquides.

Boris WEINBERG. — Quelques méthodes de détermination du coefficient de frottement à l'intérieur des corps solides. — P. 105.

L'auteur indique trois méthodes :

Cisaillement d'un parallélipipède ;

Torsion d'une tige ou d'un tube ;

Torsion, mesurée par la méthode de Poggendorff, d'une couche cylindrique comprise entre deux cylindres.

Le coefficient de frottement intérieur s'est montré variable même pour de petits angles de torsion.

L'auteur a trouvé ainsi des valeurs de l'ordre de 10^6 à 10^8 $\frac{\text{gr.}}{\text{cm : sec}}$ pour la poix des cordonniers, 10^{-14} à 10^{-16} pour le plomb et 10^{-17} à 10^{-19} pour le cuivre.

A. PETROWSKY. — Détermination des faibles coefficients de self-induction à l'aide de l'arc chantant.

L'auteur a démontré dans un mémoire antérieur que la formule de Janet ne convient que pour comparer les self-inductions entre elles.

Le rapport de deux coefficients de self-induction L_1 et L_2 est fourni par l'expression :

$$\frac{L_1}{L_2} = \sqrt{\frac{V_1^2 - R_1^2 i^2}{V_2^2 - R_2^2 i^2}}. \quad \text{ou approximativement} \quad \frac{L_1}{L_2} = \frac{V_1}{V_2}.$$

(V est la différence de potentiel entre les électrodes de l'arc, i l'intensité du courant dérivé, R la résistance.)

La formule approximative suffit pour les bobines à gros fil.

On peut ainsi avoir des erreurs inférieures à 3 0/0 et mesurer des self-inductions de l'ordre 10^3 C. G. S.

A.-P. SOKOLOFF. — Observations sur l'ionisation de l'air aux sources minérales de Platigorsk et de Kislowodsk (Caucase), du 27 mai au 9 juillet 1903. — P. 143.

L'auteur a fait ses observations par la méthode d'Elster et Geitel au moyen d'un électroscope étalonné.

L'ionisation de l'air des galeries souterraines des sources sulfureuses de Platigorsk et de celui des réservoirs réfrigérants accumulant ces eaux pour l'usage des bains n'offrait rien d'exagéré.

Au contraire, en faisant séjourner l'électroscope dans le puits même, presque au contact de l'eau ou au-dessus d'un bain fraîchement rempli, on trouvait une ionisation à peu près dix fois plus grande qu'à l'air libre, particulièrement pour la célèbre source de Narsan.

A l'air libre, l'auteur a constaté une ionisation anormalement grande aux environs du lac salé Tamboukanskoé, sur les hauts plateaux des Monts Bleus et au delà de la rivière Podkoumok.

La radio-activité des eaux de Narsan et des boues du lac Tamboukanskoé paraît bien probable; l'auteur espère publier bientôt le résultat de ses recherches à ce sujet.

J.-J. BORGMANN. — Recherches sur les propriétés radio-actives de certaines boues médicinales russes. — P. 183.

L'auteur a étudié les propriétés radio-actives de boues de cinq provenances différentes par la méthode des physiciens anglais (Mc. Lennan et Burton, *Phil. Mag.*, V, 699; 1903).

Les boues d'Arensbourg (île d'Oesel, mer Baltique) et celles du liman Konialnitsky (Odessa) se sont montrées radio-actives. Les boues de Konialnitsky émettent un gaz radio-actif quand on les chauffe fortement.

L'acide sulfurique, en présence duquel les deux premières sortes de boues ont été desséchées dans le vide, est devenu lui-même radio-actif, ainsi que la vaisselle de verre qui a séjourné dans la même pièce que les barils de boues.

Pendant le cours de ses expériences, l'auteur a constaté les faits suivants, conformes aux observations déjà connues :

1° L'ionisation de l'air extérieur subit de faibles variations d'un jour à l'autre;

2° L'ionisation de l'air d'une salle d'expériences varie aussi avec le temps;

3° L'ionisation de l'air contenu dans un cylindre métallique augmente avec le temps sans dépasser toutefois une certaine limite;

4° Cette limite dépend de la nature du métal dont on fait un deuxième cylindre entourant le fil conducteur placé au milieu du premier;

5° Le plomb dont on a fait un de ces cylindres a manifesté une radio-activité notable;

6° La surface intérieure du cylindre en laiton qui a contenu les boues radio-actives pendant quelque temps est devenue radio-active par induction;

7° L'intensité du courant électrique transmis par l'air ionisé dépend des dimensions du réservoir qui le contient.

J.-J. BORGMANN. — Électrisation superficielle d'un conducteur métallique placé au milieu d'un cylindre en métal rempli d'air et communiquant avec la terre. — P. 205.

L'expérience montre qu'un fil de laiton bien isolé et placé au milieu d'un cylindre métallique acquiert avec le temps une charge électrique.

Le signe de cette charge dépend du métal dont est fait le cylindre. L'auteur a pris toutes les précautions nécessaires pour prévenir l'induction extérieure : la partie du fil qui sort du cylindre et le fil conducteur qui le réunit à l'électromètre Dolezalek ont été complètement entourés par des tubes de laiton reliés à la terre. Le fil, les conducteurs et les quadrants de l'électromètre ont été faits en laiton. Malgré cela, le fil conducteur isolé de l'électromètre et du conducteur placé dans le cylindre s'électrise négativement.

Tout en prenant en considération cette électrisation propre du conducteur, on peut affirmer que les cylindres en zinc, aluminium, étain, fer, nickel, cuivre, argent et plomb communiquent au fil une charge positive, et qu'un cylindre en laiton lui communique au contraire une charge négative.

L'électrisation maximum est produite par le cylindre de plomb : + 0,479 volt; le zinc donne + 0,321 volt, l'aluminium + 0,318 volt, le cuivre seulement 0,010 volt.

Le phénomène observé est sans doute en connexion avec les phénomènes observés dans l'air ionisé par les rayons Röntgen ou Becquerel ; peut-être pourra-t-il servir à expliquer la cause de l'électricité atmosphérique.

Ces expériences ont démontré une radio-activité notable du plomb employé.

S. LIFCHITZ. — Quelques propriétés des décharges disruptives et leur application à la téléphonie sans fil. — P. 221.

Pour étudier de près le mécanisme de la décharge disruptive d'une bobine de Rhumkorff, l'auteur place un miroir concave sur l'axe même du commutateur Ducretet qui actionne la bobine.

A cause du synchronisme du mouvement du miroir et de la production de l'étincelle, on obtient sur l'écran une image fixe de cette dernière au lieu de la bande de Feddersen qui se produit lorsque la rotation du miroir est beaucoup plus rapide.

L'image observée est unique si la longueur de l'étincelle est maximum.

Si l'on rapproche les électrodes, le nombre d'images augmente jusqu'à dépasser plusieurs dizaines. L'auteur a enregistré ses observations en remplaçant le miroir par une plaque photographique. Il obtient ainsi l'image des étincelles formant une même décharge; elles se succèdent à des intervalles croissants à partir de $\frac{1}{16800}$ de seconde, ce qui confirme cette opinion de Hertz que la décharge de la bobine entraîne une quantité d'électricité beaucoup plus grande que celle d'une machine électrostatique, à cause de l'accroissement plus rapide du potentiel.

Le nombre d'impulsions que l'on obtient pour une même longueur d'étincelles est directement proportionnel à l'intensité du courant primaire. Cela permet de réaliser la téléphonie sans fils :

Remplaçons le commutateur de la bobine par un microphone excité par la voix de l'expérimentateur. L'énonciation d'un son provoquera une série de décharges disruptives et les pulsations les plus fortes produiront les séries d'impulsions les plus longues. Si l'on reçoit de telles vibrations sur un cohéreur, une série de vibrations se succédant à des intervalles de quelques

dix-millièmes de seconde provoqueront une seule variation de résistance, car il faut plusieurs millièmes de seconde pour que la cohérence disparaisse, et cette variation de résistance sera d'autant plus grande que la série de pulsations sera plus longue. Les variations de courant ainsi provoquées dans le circuit du cohéreur et d'une pile pourront, en agissant par induction sur le circuit d'un téléphone, reproduire dans ce dernier les sons émis devant l'appareil transmetteur.

Des expériences bien réussies purent être faites par l'auteur à une distance de 2 kilomètres.

J.-J. BORGMANN. — Luminescence électrique en forme de jets liquides dans les gaz raréfiés. — P. 239.

On observe ce phénomène dans un large tube de verre rempli d'anhydride carbonique à une pression de quelques dizaines de millimètres de mercure et auquel on a soudé un fil de platine disposé le long de l'axe du tube, lorsqu'on communique à ce fil une électrisation négative périodique. L'effluve présente alors l'aspect de jets liquides qui s'échapperaient du fil pour frapper les parois et y subir une réflexion. Ces jets lumineux sont distribués presque uniformément le long du fil.

Lorsqu'on abaisse la pression du gaz à 1 ou 2 millimètres, on obtient dans les mêmes conditions une effluve lumineuse en forme de chaîne constituée par une série d'ellipsoïdes creux de même longueur enfilés sur le fil de platine. A l'endroit du contact de ces ellipsoïdes, on observe sur le fil de courtes lignes lumineuses, et en face, sur la surface du tube, des anneaux vert jaunâtre, causés par la fluorescence du verre.

On obtient aussi les jets lumineux dans le protoxyde d'azote ; mais ils ne se produisent ni dans l'air sec, ni dans l'oxygène, ni dans l'hydrogène.

Avec l'anhydride carbonique, on peut encore obtenir la luminescence en forme de jets lorsqu'on remplace le fil par une électrode-disque. Si l'on excite cette électrode-disque par une source intermittente d'électricité positive, on obtient une nébulosité lumineuse homogène qui remplit toute la section du tube, mais ne se propage pas si loin de l'électrode que la luminosité négative.

Cette différence entre les modes d'action des deux sortes d'électri-

cités démontre d'une manière évidente que dans les gaz les ions positifs sont différents des ions négatifs.

A. HERSCHOUN. — Expériences de cours pour démontrer les propriétés des électrons. — P. 241.

L'auteur dispose un charbon de lampe à arc, que l'on peut déplacer verticalement au moyen d'une crémaillère, au-dessous d'une lampe Nernst. Cette lampe, de 2 ampères et 110 volts, possède deux filaments horizontaux surmontés du réchauffeur. Un commutateur permet de réunir le charbon à l'une ou l'autre des électrodes de la lampe par l'intermédiaire d'un galvanomètre sensible. Enfin, un rhéostat permet de maintenir l'intensité constante avec une précision de $\frac{1}{100}$ d'ampère environ.

Lorsqu'on réunit le charbon à l'électrode positive de la lampe, le galvanomètre ne révèle qu'un courant nul ou très faible. Lorsque au contraire on le réunit à l'électrode négative, on obtient un courant plus intense.

Quand on place l'appareil dans le champ magnétique d'un fort électro-aimant, on peut faire dévier le flux des électrons négatifs du charbon ou, au contraire, le concentrer. Le galvanomètre accuse chaque fois un changement d'intensité du courant.

W. MITKEVITCH. — Sur la force électrique minimum nécessaire pour alimenter un arc voltaïque. — P. 259.

En chauffant préalablement les électrodes et en les plaçant dans un courant d'oxygène qui entretient leur combustion intense, l'auteur put obtenir un arc voltaïque avec une force électromotrice de 2 volts et un courant de 2 ampères.

L. KOLOWRAT-TCHERWINSKY. — Tension superficielle. — Méthode stroboscopique des ondes courtes. — P. 265.

L'éclairage stroboscopique fourni par un courant alternatif de secteur a été appliqué à cette méthode. Un diapason mû par le courant produit des ondes qui se propagent sur la surface ; elles sont éclairées par une lampe à incandescence (à verre dépoli) alimentée par le

même courant, ce qui les fait paraître immobiles et rend possible la mesure de λ. La formule connue de lord Kelvin exigeant en outre la détermination de la fréquence, on fait vibrer le diapason avec sa propre période; comme une différence se produit entre la fréquence de l'éclairage et celle des ondes, ces dernières paraissent se déplacer lentement et continûment. Le diapason étant gradué, la mesure de ce déplacement offre un moyen commode et exact pour déterminer la fréquence du courant.

D.-C. SHTEINBERG. — Sur la décharge thermo-électrique. — P. 273.

Pour démontrer qu'en présence d'un corps conducteur fortement chauffé l'air devient conducteur pour l'électricité positive et pour celle-là seulement, l'auteur fait les expériences suivantes :

Il chauffe au rouge une spirale en platine communiquant avec un électroscope, puis il éloigne la source de chaleur, et il charge l'électroscope. La charge disparaît en moins d'une seconde si elle est positive.

Un corps incandescent non isolé décharge un électroscope chargé négativement à une distance de 10 à 20 centimètres; un écran conducteur mis au sol annule l'action, et un écran diélectrique s'électrise positivement tout en arrêtant l'action sur l'électroscope.

Un électroscope mis en connexion avec un corps incandescent se charge négativement, si l'on en approche un corps chargé négativement; mais une charge positive ne produit aucun effet.

A. TSCHOUKAREFF. — Détermination de l'énergie intérieure des systèmes gaz-liquide. — P. 281.

L'auteur enferme divers liquides dans des capsules d'acier très résistantes (sparklets). Il porte ensuite ces capsules à des températures élevées et détermine par les méthodes usuelles la chaleur spécifique des mélanges qu'elles contiennent.

L'énergie antérieure peut être calculée si l'on connaît la chaleur de vaporisation du liquide. L'auteur a déterminé cette chaleur de vaporisation par des expériences spéciales, lorsqu'elle n'était pas encore connue.

Les isothermes de l'énergie intérieure ont leur concavité tournée

vers l'axe des abscisses pour toutes les températures inférieures à la température critique. Pour les températures beaucoup plus élevées, elles sont tournées en sens inverse. La température de transition, qui correspond à la forme rectiligne de l'isotherme, est plus élevée que la température critique pour les corps étudiés. Pour cette température, l'équation de Van der Waals est rigoureusement vérifiée pour toutes les substances étudiées; aussi l'auteur propose-t-il de l'appeler température de Van der Waals.

L. MAYSEL. — Sur la théorie de l'arc chantant. — P. 267.

D'après les expériences de l'auteur, la formule de Duddell et Janet : $dv < \theta$ (où dv est l'accroissement momentané de la force électromotrice de l'arc, et θ l'accroissement momentané du courant) ne jouerait aucun rôle dans le phénomène.

De plus, le courant ne serait nullement sinusoïdal. Les théories de Duddell, Janet et Granquist doivent donc être abandonnées.

L'auteur propose une théorie nouvelle pour les remplacer.

L'examen des formules montre qu'il y a des conditions pour lesquelles les oscillations ne cesseraient jamais dans le circuit, les pertes d'énergie par l'effet Joule étant constamment compensées par le générateur de courant continu.

KLEIN.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XV, n° 14; 1904.

A. SOMMERFELD. — Ueber das Wechselfeld und den Wechselstromwiderstand von Spulen und Rollen (Champ magnétique et résistance des bobines longues et plates pour les courants alternatifs). — P. 673-709.

P. DRUDE. — Die Dampfung von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke (Amortissement dans les circuits de condensateur avec étincelle). — P. 709-768.

L'amortissement passe par un minimum quand la longueur de l'étincelle est comprise entre certaines limites qui peuvent varier avec la bobine employée. Dans cet intervalle, le décrément γ_1 du cir-

ouit primaire est à peu près indépendant de la longueur de l'étincelle.

Quelles que soient la capacité C_1, et la self-induction L_1 ($C_1 L_1 = C^{te}$), on peut toujours ramener γ_1 sensiblement à la même valeur, pourvu que la bobine d'induction ne soit ni trop forte, ni trop faible. Il est nécessaire ainsi que le condensateur ne possède pas d'hystérésis diélectrique et ne laisse pas passer les décharges par aigrettes.

Lorsque les étincelles éclatent entre des pôles de zinc et ont une longueur de 1 à 2 millimètres, le décrément minimum γ_1 est compris entre 0,05 et 0,08, et le rapport $C_2 : L_1$ peut être augmenté jusqu'à la valeur 17. Il faut éviter, pour obtenir des valeurs aussi faibles du décrément, les étincelles auxiliaires, telles qu'on les emploie dans le dispositif de Righi.

Un condensateur formé de plaques métalliques baignées dans le pétrole ou dans une huile isolante satisfait aux conditions énoncées.

Les électrodes de zinc peuvent fonctionner longtemps sans être nettoyées et sans que la valeur du décrément augmente notablement. Cependant on constate, immédiatement après un polissage, une légère diminution de γ_1 et une augmentation de l'énergie reçue dans le résonateur. Lorsque la capacité C_1 est petite, on observe une diminution de γ_1 assez marquée pendant le fonctionnement. Il n'y a pas d'avantage à employer un transformateur de Tesla à la place de la bobine ordinaire, sauf quand C_1 est petit; mais il convient mieux de faire éclater l'étincelle dans le pétrole.

L'énergie recueillie dans le résonateur croît d'abord, quand la longueur de l'étincelle augmente, puis diminue. Elle croît notablement quand on augmente la puissance de la source, parce que les décharges partielles deviennent plus nombreuses. La longueur d'étincelle qui correspond au maximum d'énergie dans le résonateur est plus petite en général que la longueur correspondant au minimum de γ_1, quand l'excitation est puissante ; ces longueurs sont à peu près les mêmes quand l'excitation est faible.

Pour obtenir le plus d'énergie possible dans le transformateur, il faut employer des étincelles très courtes (5 millimètres pour $C_1 = 36000$ centimètres ; pour de plus petites valeurs de C_1, $1^{mm},5$).

La résistance de l'étincelle calculée d'après le décrément γ_1 dépend peu de la longueur de l'étincelle, beaucoup plus de la capacité C_1 et de la self-induction du circuit ; elle croît avec C_1 et décroît quand L_1 augmente. Par exemple, pour une grande capacité C_1 et une faible

self-induction L_1, cette résistance peut descendre à 0,18 ohm pour une longueur de $1^{mm},8$; pour une faible capacité et une grande self-induction, elle est par exemple 2,1 ohm pour $1^{mm},5$. Toutes choses égales d'ailleurs (excitation, capacité, longueur d'étincelle), la résistance de l'étincelle dépend beaucoup de la self-induction du circuit.

M. LAMOTTE.

E. NESPER. — Strahlung von Spulen (Rayonnement des bobines). P. 768-793.

L'auteur a étudié le rayonnement des bobines d'après l'énergie transmise par ces bobines à une antenne placée à quelques mètres de distance. Le caractère de ce rayonnement est à peu près le même pour une bobine et un fil rectiligne tendu ; il est d'autant plus intense que le diamètre de la bobine est plus petit.

Si on dispose aux deux pôles de l'excitateur deux bobines identiques, enroulées dans le même sens, le rayonnement est très petit à partir d'une distance égale à la demi-longueur d'onde des oscillations. Il n'en est plus de même si les deux bobines sont enroulées en sens contraire.

Quand on fait varier le nombre des spires, l'intensité du rayonnement varie suivant une loi triplement périodique $\left(\text{périodes} : 1/4 \text{ spire}, 4{,}4 \text{ et } 5\frac{1}{4}\pi\right)$.

Un réflecteur placé derrière l'excitateur provoque un minimum ou un maximum du rayonnement suivant que sa distance à l'excitateur est 1/2, 3/2 ou 1/4, 3/4... longueurs d'onde.

Un noyau de fer diminue le rayonnement de la bobine, d'autant plus qu'il est plus divisé.

Le pouvoir inducteur du milieu dans lequel est plongée la bobine exerce sur le rayonnement une influence notable, mais qu'on ne peut séparer de celle de la conductibilité.

M. LAMOTTE.

F. HENNING. — Beobachtungen mit astatischen Torsions magnetometern (Observations avec les magnétomètres de torsion astatiques). — P. 815-828.

Il s'agit des magnétomètres décrits par Kohlrausch et Holborn.

L'auteur a étudié les facteurs de sensibilité et les perturbations de ces instruments, l'un installé à poste fixe, l'autre transportable.

M. LAMOTTE.

W. NERNST et F. VON LERCH. — Ueber die Verwendung des elektrolytischen Detektors in der Brückenkombination (Emploi du détecteur électrolytique dans le pont de Wheatstone). — P. 836-841.

Ce détecteur est formé par deux électrodes de platine plongées dans une dissolution d'acide sulfurique ou de potasse et polarisées par une force électromotrice de 2 volts environ. L'anode doit avoir la plus petite surface possible : c'est un fil de platine de $0^{mm},02$ de diamètre scellé dans un tube de verre et coupé au ras du verre. Si on fait agir dans ce circuit, outre la force électromotrice polarisante, une force électromotrice alternative, on observe immédiatement une augmentation du courant continu. Puis aussitôt le détecteur revient à son état primitif. La variation peut être décelée par le téléphone ou le galvanomètre.

Monté dans le pont d'un réseau de Wheatstone, ce détecteur permet d'effectuer les mesures de résistance ou de capacité en employant des courants de très haute fréquence.

M. LAMOTTE.

H. WOMMELSDORF. — Einfluss der Polarisatorstellung auf die Stromleistung der Influenzmaschinen mit Doppeldrehung (Influence de la position du conducteur diamétral sur le débit des machines électrostatiques à double rotation). — P. 842-854.

D'après les mesures effectuées sur une machine à dix plateaux, en faisant varier l'orientation de l'un des conducteurs diamétraux, tandis que l'autre restait vertical, le débit et la différence de potentiel et le rendement conservent leur valeur maximum tant que l'angle des deux conducteurs reste compris entre 45° et 68°. En dehors de ces limites, le débit et le rendement tombent rapidement à 0°, par suite des décharges internes. La valeur de l'angle par laquelle l'intensité commence à décroître dépend d'autre part de la différence de potentiel ; cet angle est d'autant plus petit que la différence de potentiel est plus grande.

M. LAMOTTE.

K. HONDA et S. SHIMIZU. — Ueber den Villarischen kritischen Punkt beim Nickel (Sur le point critique de Villari dans le nickel). — P. 855-859.

Discussion de leurs expériences et réponse aux critiques de M. Heydweiller. A la suite de nouvelles expériences effectuées sur des fils, les auteurs concluent encore à l'absence du point critique de Villari dans le nickel.

M. Lamotte.

T. XV, n° 15 ; 1904.

J. KOCH. — Einige Untersuchungen über den elektrischen Funken, besonders über die physikalischen Bedingungen für sein Erlöschen (Quelques expériences sur l'étincelle électrique, en particulier sur les conditions physiques de son extinction). — P. 865-906.

Un condensateur ne se décharge pas complètement par une étincelle ou un courant de lueurs, mais garde une certaine charge résiduelle, indépendamment des résidus de polarisation du diélectrique.

Pour une longueur d'arc déterminée λ, on peut construire une caractéristique ayant pour abscisses les intensités i du courant et pour ordonnées les différences de potentiel entre les électrodes. Soient E la force électromotrice totale, r la résistance du circuit, on aura :

$$r = \frac{E - V}{i}.$$

Prenons sur OV le point E, dont l'ordonnée représente E, et joignons ce point au point de coordonnées (V, i), et soit tang φ le coefficient angulaire de cette droite :

$$\text{tang}\,\varphi = r.$$

Si, laissant la résistance r constante, on fait décroître E, la droite se déplacera parallèlement à elle-même et finira par devenir tangente à la caractéristique. A ce moment

$$-\frac{dV}{di} = \text{tang}\,\varphi = r$$

et le régime devient instable. Soit E_r la valeur de E répondant à

cette condition : il y aura une valeur E_r pour chaque valeur de la résistance r. La caractéristique sera d'ailleurs l'enveloppe de toutes les droites (E_r, r).

Pendant la décharge du condensateur, la force électromotrice diminue progressivement et atteint la valeur critique E_r, où la décharge s'arrête ; la différence de potentiel entre les électrodes et l'intensité sont représentées à ce moment par les coordonnées du point de contact de la droite (E_r, r) avec la caractéristique. C'est la différence de potentiel résiduelle. Les résultats expérimentaux s'accordent avec cette théorie.

La nature du métal qui forme les électrodes n'a pas d'influence appréciable sur la valeur du potentiel résiduel.

Lorsque la self-induction du circuit n'est pas négligeable, la force électromotrice de self-induction s'ajoute à celle du condensateur. La décharge s'arrêtera quand la différence de potentiel résiduelle du condensateur augmentée de la force électromotrice de self-induction sera égale à la valeur critique calculée par un circuit sans induction.

La grandeur de la capacité ni celle de la différence de potentiel initiale n'influent sur la différence de potentiel résiduelle.

Les caractéristiques, construites d'après les déterminations de la différence de potentiel résiduelle, s'accordent en gros avec celles qu'on obtient en régime stationnaire du courant par lueurs. Ces caractéristiques sont représentées très exactement par une équation de la forme :

$$V = a + \frac{b}{i}.$$

On en déduit la relation

$$\frac{V_r - a}{4r} = b = C^{te}$$

entre la différence de potentiel résiduelle V_r et la résistance r.

La formule de Heydweiller n'est exacte que pour les très grandes résistances.

L'énergie totale de l'étincelle est donnée par :

$$f = bt_1 + aC(V_0 - V_r),$$

si la résistance est assez grande, t_1 désignant la durée de la décharge. C'est seulement d'une manière approchée et pour les

grandes résistances qu'elle est proportionnelle à la durée et indépendante de l'intensité, comme l'avait annoncé Heydweiller.

M. Lamotte.

J. JAMES. — Die Abraham-Lemoinesche Methode zur Messung sehr kleiner Zeitintervalle und ihre Anwendung zur Bestimmung der Richtung und Geschwindigkeit der Entladung in Entladungsröhren (Méthode d'Abraham-Lemoine pour la mesure des intervalles de temps très petits : application à la détermination du sens et de la vitesse de la décharge dans les tubes à décharges). — P. 954-988.

Les courbes qui représentent la relation entre la différence de phase φ et le temps t ne seraient pas toujours concaves vers l'axe des t, comme l'ont trouvé Abraham et Lemoine.

Pour appliquer la méthode à l'étude des décharges, l'auteur a inséré le tube à décharges dans le circuit de l'étincelle et déterminé les valeurs de φ pour deux points du tube séparés par une certaine longueur de celui-ci (les parois sont entièrement noircies, sauf en ces deux points). Ces valeurs ont été toujours les mêmes ; on n'en peut rien conclure, par conséquent, sur le sens de la vitesse de la décharge. L'angle φ ne change plus quand on porte le retard du rayon à 4 mètres et davantage. La décharge et l'étincelle ont donc une durée supérieure à l'intervalle de temps que la lumière emploie à parcourir cette distance. D'après cette observation, la vitesse de la décharge se rapprocherait de la valeur indiquée par Spottiswoode et Moulton, et ne s'accorderait pas avec ce qu'a trouvé J.-J. Thomson.

M. Lamotte.

R. HEILBRUN. — Ueber den sogenannten Halleffekt in Elektrolyten (Sur le prétendu effet Hall dans les électrolytes). — P. 988-1003.

Du sulfate de cuivre est électrolysé par un courant horizontal, dans un champ magnétique horizontal aussi et perpendiculaire au courant : la cathode est divisée en trois parties égales, superposées ; on ne constate pas dans le poids du dépôt de différence supérieure aux différences provoquées par les causes perturbatrices.

La détermination des lignes équipotentielles dans une couche mince d'électrolyte montre que ces lignes se déforment dans le champ magnétique ; mais le phénomène ne change pas de sens avec le champ. Il demande un certain temps pour se produire et dispa-

raît plus lentement. Il cesse de se produire quand on ajoute de la gélatine à l'électrolyte.

Il est donc fort probable que la déformation des lignes de courant constatée par divers observateurs est un phénomène secondaire, provoqué par la rotation électromagnétique de l'électrolyte.

M. Lamotte.

E. RIECKE. — Ueber Evakuation Geisslerschen Röhren durch den elektrischen Strom (Raréfaction produite dans les tubes de Geissler par le courant électrique). — P. 1003-1009.

H. WOMMELSDORF. — Ueber den Scheibenabstand der Influenzmaschinen (schädliche Ladungen, Ozongebläse) (Sur l'écartement des plateaux dans les machines à influence : charges nuisibles, soufflet à ozone). — P. 1019-1026.

Les machines à double rotation ont un débit maximum pour un écartement déterminé des plateaux. Si on diminue cet écartement, la machine s'amorce très vite et elle garde en apparence sa charge pendant très longtemps. Mais quoique, dans l'intérieur, on constate des signes d'une très vive électrisation, le débit et la différence de potentiel utiles entre les pôles extérieurs ne dépassent pas le 1/3 ou même le 1/5 de leur valeur maximum.

Il faut chercher la cause de cette diminution dans les charges électriques qui s'accumulent sur la face postérieure des plateaux et retiennent une partie des charges utiles qui se trouvent sur la face antérieure ; celle-ci n'est plus entièrement déchargée par les peignes ou les balais. L'effet de ces charges « nuisibles » croît quand on diminue l'écartement des plateaux. On pourrait le réduire, ou en polissant la face postérieure des plateaux et la maintenant exempte de poussière, ou en enfermant la machine de manière à la faire fonctionner dans l'air comprimé.

Si les plateaux sont rapprochés, l'effet extérieur de la machine peut devenir presque nul, tandis que les décharges intérieures, entre les faces internes des plateaux, sont très actives. Si la machine est enfermée dans une cage la serrant d'aussi près que possible et qu'on fasse passer dans cette cage un courant d'air séché et filtré, on obtient une forte ozonisation, on a un ozoniseur réduit à un seul appareil (soufflet à ozone).

M. Lamotte.

F.-W. ADLER. — Ueber einen Kontrolapparat für Thermoelemente (Appareil de contrôle pour les éléments thermoélectriques). — P. 1026-1032.

Le dispositif est destiné à vérifier que la soudure de l'élément est à la température voulue. La soudure est introduite dans le réservoir d'un thermomètre à mercure, dont la tige est munie d'un contact électrique. Si la température varie, un circuit est fermé en dérivation sur celui de l'élément; la déviation du galvanomètre diminue alors brusquement.

L'appareil peut être disposé de manière à avertir d'une variation de la température, qu'elle se produise dans un sens ou dans l'autre.

M. Lamotte.

F.-W. ADLER. — Ueber einen Disjunktor für hohe Potentiale (Disjoncteur pour les potentiels élevés). — P. 1033-1043.

Ce disjoncteur peut fonctionner comme interrupteur ou comme commutateur : il permet de transformer un courant alternatif en courants de sens constant. C'est une sorte de commutateur de Pohl dans lequel les contacts sont commandés par des leviers. Ces leviers vibrent sous l'action d'électro-aimants excités par une source de courant indépendante, comme dans l'interrupteur de Foucault.

M. Lamotte.

G. GIESEL. — Bemerkung zu der Arbeit von K.-A. Hofmann, L. Gonder und V. Wölfl : Ueber induzierte Radio-aktivität (Remarque sur le mémoire de K.-A. Hofmann, L. Gonder et V. Wölfl : Sur la radio-activité induite). — P. 1048.

L'auteur réclame la priorité sur certains points signalés dans le mémoire cité.

M. Lamotte.

KENNELLY et WHITE. — On direct-current balancers (Des compensatrices pour courants continus). — Communication au Congrès international d'électricité de Saint-Louis, 1904.

Le dispositif décrit a pour objet de maintenir automatiquement l'égalité entre la puissance reçue aux bornes extrêmes et la puissance dépensée, sous une tension moindre, aux bornes intermédiaires d'une distribution à plusieurs fils.

On le réalise, en principe, en disposant en dérivation aux bornes d'une génératrice qui alimente une distribution sous un voltage E, relativement élevé, un certain nombre n de shunt-dynamos identiques de voltage moindre reliées en série. Ces shunt-dynamos, couplées sur le même arbre et rendues par suite mécaniquement solidaires, constituent le système compensateur. Un pareil système peut être considéré comme remplissant pour les courants continus un rôle analogue à celui que jouent les transformateurs pour les courants alternatifs.

C. TISSOT.

KENNELLY. — The alternating current theory of transmission-speed over submarine telegraph cables (Théorie de la vitesse de transmission des courants alternatifs dans les lignes télégraphiques sous-marines). — Communication au Congrès international d'électricité de Saint-Louis, 1904.

Les lois de la propagation du courant dans les câbles sous-marins, énoncées par lord Kelvin en 1855, supposent qu'une force électromotrice constante est appliquée en un point du câble.

L'auteur se place dans une hypothèse plus voisine de la réalité en prenant le cas où l'on envoie dans une ligne présentant de la résistance, de l'inductance, de la capacité et des fuites non négligeables, un système de courants alternatifs équivalent au système de courants alternatifs à forme « rectangulaire », utilisé en pratique courante.

L'auteur s'est proposé d'évaluer dans divers cas l'intensité des effets enregistrés à l'arrivée (sur un recorder par exemple) pour une force électromotrice donnée au départ et une impédance donnée à l'arrivée.

Cette impédance étant fonction de la pulsation ω, c'est-à-dire de la vitesse de transmission sur le câble, on peut en déduire la vitesse

maximum de transmission pour un poste de réception donné et une force électromotrice donnée au départ.

Si l'on désigne par L la longueur de la ligne en kilomètres ; par r, c, l, la résistance, la capacité et l'inductance kilométrique de la ligne ; par g, la conductance kilométrique de l'isolement, la constante a du câble est :

$$a = \sqrt{(2 + il\omega)(g + c\omega)},$$

et l'impédance au départ :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{r + il\omega}{g + ic\omega}}, \qquad i = \sqrt{-1},$$

L'impédance à l'arrivée devient :

$$Z_1 = Z_0 \mathrm{Sh} La + Z_2 \mathrm{Ch} La$$

en désignant par Z_2 l'impédance propre de l'appareil récepteur.

De sorte que l'amplitude du courant reçu a pour valeur :

$$I_2 = \frac{E}{Z_0 \mathrm{Sh} La + Z_2 \mathrm{Ch} La}.$$

L'auteur montre le parti avantageux que l'on tire de l'emploi des fonctions hyperboliques dans la solution des questions de propagation dans les lignes.

La discussion de la relation précédente le conduit aux conclusions suivantes. Pour réaliser la plus grande vitesse de transmission possible dans un câble donné, on doit :

1° Placer au départ un condensateur de grande capacité ;

2° Employer au départ la tension maximum ;

3° Rendre l'impédance du récepteur égale à l'impédance au départ, mais décalée de 90° par rapport à cette impédance au départ.

C. Tissot.

KENNELLY. — High-frequency telephone circuit tests (Essais des circuits téléphoniques à haute fréquence). — Communication au Congrès international de Saint-Louis, 1904.

On fait l'essai des lignes télégraphiques terrestres en appliquant à l'une des extrémités une force électromotrice constante connue

et mesurant le courant reçu par un milli-ampèremètre intercalé entre l'autre bout de la ligne et la terre.

Pour une ligne homogène de L kilomètres de longueur, présentant une résistance kilométrique r et une fuite ou conductance kilométrique égale à g, on a :

$$i = \frac{E}{R_0 Sh(La) + R_r Ch(La)},$$

i étant l'intensité du courant reçu par l'appareil récepteur. Dans cette relation,

$$R_0 = \sqrt{\frac{r}{g}} \qquad \text{et} \qquad a = \sqrt{rg},$$

Rr_2 est la résistance ohmique propre du récepteur.

Tout se passe à l'extrémité de la ligne comme si cette ligne présentait une résistance *apparente* R_1 égale au dénominateur de la fraction.

Pendant l'état variable qui résulte d'une transmission rapide (d'une transmission téléphonique par exemple), la résistance apparente de l'extrémité réceptrice peut différer notablement de celle qui existe dans l'état permanent.

Bien que la mesure de la résistance apparente du circuit en régime permanent puisse fournir d'utiles indications sur les conditions de *travail* de la ligne, il paraît désirable d'obtenir par mesure directe l'intensité du courant reçu dans les conditions mêmes d'utilisation.

Les dispositifs imaginés par l'auteur ont pour objet de satisfaire à ces desiderata.

On ne peut songer à employer des électrodynamomètres, car les électrodynamomètres sensibles et capables de se prêter à la mesure de courants téléphoniques présentent une inductance beaucoup trop considérable pour l'objet en vue.

On se sert d'un appareil thermique de faible résistance et d'inductance négligeable.

Le procédé consiste à enregistrer les variations de résistance d'un fil de platine très fin échauffé par le passage du courant téléphonique. L'un des filaments employés avait un diamètre de 1,7 μ et une longueur de 1^{mm},6. Comme la masse d'un pareil fil est de $6 \cdot 10^{-8}$ grammes, on voit qu'une quantité de chaleur équivalente à 1 erg suffit à élever sa température de 12°,3.

Le filament fin est disposé dans l'une des branches d'un pont de Wheatstone dont l'équilibre est réalisé en intercalant dans les autres branches des résistances à faible coefficient de variation.

Les résistances sont inductives afin de localiser dans le filament fin l'action du courant de haute fréquence.

Avec le filament de 1,7 μ de diamètre, on pourrait, selon l'auteur, déceler un courant de 7 microampères.

L'auteur a opéré sur une ligne artificielle et déterminé le courant reçu pour différentes valeurs de la longueur de la ligne.

Le courant varie très sensiblement en raison inverse du carré de la longueur de la ligne, et les résultats concordent avec ceux que fournit le calcul de la relation obtenue par l'auteur et donnée précédemment :

$$I = \frac{E}{Z_0 ShLa + Z_2 ChLa}.$$

Remarque. — Le dispositif employé par M. Kennelly, et auquel il a donné, d'après Fessenden, le nom de « barretter », est tout à fait analogue aux dispositifs bolométriques que nous avons signalés [1], et que nous utilisons pour la mesure des courants de haute fréquence reçus par les antennes. L'appareil ne paraît différer de nos bolomètres que par la manière d'établir l'équilibre, qui n'est ici réalisé qu'à l'aide de résistance à faible coefficient de variation au lieu d'être obtenu par un filament identique, et par l'absence de précautions spéciales pour assurer l'isolement thermique du système, toutes circonstances qui doivent certainement en diminuer la précision.

C. Tissot.

KENNELLY. — A working diagram of the alternating-current synchronous motor (Un diagramme de travail des moteurs synchrones à courants alternatifs). — Communication au Congrès international de Saint-Louis, 1904.

Ce diagramme est la représentation graphique des équations vectorielles qui donnent la valeur de la puissance dépensée dans un moteur synchrone monophasé ou triphasé.

Il peut être considéré comme la modification d'un diagramme

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. III ; p. 524, 1904.

précédemment donné par le professeur Baum dans *Electrical World and Engineer*, 1901.

C. Tissot.

GODLEWSKI. — Sur la dissociation des électrolytes dans les solutions alcooliques. — *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, juin 1904.

Les recherches sur la conductibilité des électrolytes en solutions alcooliques ont paru jusqu'ici infirmer la loi d'Ostwald.

Parmi le grand nombre de solutions qui ont été étudiées, on ne rencontre guère que le cas de l'acide trichloracétique qui soit conforme à la loi. Mais il y a lieu de noter qu'on n'a étudié que les électrolytes forts, qui ne suivent pas non plus exactement la loi d'Ostwald dans les solutions aqueuses.

L'auteur s'est proposé d'étudier la dissociation des électrolytes faibles, et plus spécialement des acides organiques, dans l'alcool éthylique absolu, et dans l'alcool étendu d'eau à différents degrés de dilution.

La conductibilité étant très faible, la forme adoptée pour les cellules électrolytiques était celle des cellules d'Arrhénius avec électrodes larges, rapprochées et faiblement platinées.

Les mesures se faisaient d'après la méthode de Kohlrausch, au pont cylindrique et au téléphone.

Si l'on désigne par μ la conductibilité moléculaire pour un degré donné de dilution, par μ_∞ la conductibilité pour une dilution infinie, Ostwald a établi que l'on doit avoir :

$$\frac{\left(\frac{\mu}{\mu_\infty}\right)^2}{\left(1 - \frac{\mu}{\mu_\infty}\right) v} = K, \text{ constante de dissociation,}$$

v étant le volume correspondant à 1 gramme-molécule.

Comme, d'ailleurs, la conductibilité des acides organiques dans l'alcool est très faible, et que le degré de dissociation ne dépasse pas 0,01, on peut écrire simplement :

$$\frac{\mu^2}{v} = K \, . \, \mu^2_\infty \, .$$

La détermination expérimentale de μ permet de calculer le rap-

port $\frac{\mu^2}{v}$. Ce rapport a été déterminé pour un certain nombre d'acides monobasiques (salicylique, bromacétique, orthonitrobenzoïque...) et bibasiques (malonique, orthophtalique...).

Il conserve une valeur remarquablement constante.

La loi d'Ostwald est donc parfaitement applicable dans le cas des solutions alcooliques.

L'étude des solutions alcooliques mélangées d'eau montre que la loi est encore applicable en pareil cas.

La conductibilité électrique est donc toujours une mesure de la dissociation.

Mais l'ordre dans lequel se suivent les constantes de dissociation et les forces relatives des acides n'est pas le même dans les solutions alcooliques et dans les solutions aqueuses. En moyenne, les constantes de dissociation dans l'alcool sont de l'ordre de grandeur 10^{-4} par rapport à ses valeurs dans l'eau.

C. TISSOT.

NOUVELLE DÉTERMINATION DE LA MASSE DU DÉCIMÈTRE CUBE D'EAU PURE;

MÉTHODE DE MM. MACÉ DE LÉPINAY, BENOIT ET BUISSON;

Par M. H. BUISSON (1).

I. Le problème de la détermination de la masse du décimètre d'eau pure est de première importance, et cela à un double point de vue. Pour la définition des unités métriques, il est intéressant de savoir quel est l'écart entre le kilogramme et sa définition primitive; la diffusion du système métrique et son adoption par les pays qui n'en font pas encore usage en dépendent.

D'autre part, il est nécessaire de connaître exactement le rapport du litre au décimètre cube. Le volume d'un corps s'obtient en effet au moyen de pesées, et s'exprime alors en litres, volume du kilogramme d'eau pure à 4°, ou bien par des déterminations de longueur, et s'exprime alors en fonction du mètre. Si l'on désigne par M la masse du décimètre d'eau pure, en fonction de l'étalon du kilogramme, le rapport du litre au décimètre cube est $\frac{1}{M}$.

La méthode de mesure de M s'impose naturellement. Un même volume, celui d'un solide géométrique aussi parfait que possible, est évalué à l'aide des deux unités, le rapport des deux mesures donne $\frac{1}{M}$.

La mesure du volume, déduite de celle des dimensions linéaires, comporte de grandes causes d'erreur, dues à l'imperfection même du solide qui s'écarte de la forme géométrique parfaite et oblige à de nombreuses mesures, dont on doit faire la moyenne, d'une façon toujours un peu incertaine. De plus, l'erreur relative sur le volume est triple de l'erreur relative moyenne commise dans la mesure des dimensions linéaires. Si l'on veut atteindre une précision du milligramme sur le kilogramme, soit de 10^{-6}, il ne faut pas commettre d'erreur sur les mesures de longueur supérieure à $\frac{1}{3}\,10^{-6}$, soit, pour une longueur de 6 centimètres, une erreur de $0^{\mu},02$.

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 5 mai 1905

C'est pour cette raison que les déterminations obtenues avant ces dix dernières années sont très discordantes, et ne permettent même pas de fixer l'ordre de grandeur de l'erreur qui a pu être commise.

Depuis, des déterminations plus précises ont été faites. Dans celles de M. Guillaume (1), les dimensions sont mesurées par des procédés mécaniques. Dans toutes les autres, des méthodes optiques ont été employées. Ce sont celle de M. Macé de Lépinay (2), utilisant les franges de Talbot à la mesure des épaisseurs ; celle de MM. Fabry, Macé de Lépinay et Pérot (3), à l'aide des franges de superposition ; celle de M. Chappuis (4), avec l'appareil de Michelson, et enfin celle qui fait l'objet du présent mémoire. Toutes les méthodes optiques ont donné des résultats remarquablement concordants.

II. Les déterminations actuelles ont porté sur deux parallélipipèdes de quartz, presque cubiques, de 4 et 5 centimètres d'arête, taillés d'une façon parfaite par M. Jobin. Le quartz présente l'avantage d'une grande dureté qui lui permet d'être très bien taillé, et d'une complète inaltérabilité au contact de l'eau, comme en témoigne la comparaison des pesées avant et après l'immersion dans l'eau, qui se vérifie au centième de milligramme.

Au sortir des mains du constructeur, le cube, après vérification de l'intégrité parfaite de ses arêtes et de ses sommets, est pesé ; soit m sa masse en grammes. On détermine ensuite sa densité par rapport à l'eau par pesées hydrostatiques, opération très délicate et dangereuse pour le cube. S'il se produit un accident causant quelques écailles, la densité moyenne n'en est pas affectée. Connaissant la dilatation de l'eau et celle du quartz, on ramène cette densité à une température déterminée, 0° par exemple. Le quotient $\frac{m}{d_0}$ est le volume du quartz, à 0°, évalué en millilitres.

Pour le cube de 4 centimètres, trois séries indépendantes de mesures ont été faites. Leurs résultats sont les suivants :

$$d_0 = 2{,}650740$$
$$d_0 = 2{,}650736$$
$$d_0 = 2{,}650737.$$

(1) *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. XIV.
(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. II, p. 102 ; 1897.
(3) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXIX, p. 709 ; 1899.
(4) *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. XIV.

M. Macé de Lépinay avait utilisé antérieurement ce même morceau de quartz, qui a été retaillé depuis. Il avait trouvé alors

$$d = 2{,}650738.$$

La concordance de ces nombres, ne portant pas sur des masses égales, obtenus à des époques différentes par des observateurs et à l'aide de dispositifs différents, est très remarquable. Elle montre, de plus, que l'eau distillée est suffisamment bien définie, et se retrouve identique à elle-même, malgré des procédés de préparation différents. On peut admettre que la moyenne 2,650738 ne comporte pas une erreur supérieure à une ou deux unités du dernier ordre.

Pour le cube de 5 centimètres, on a trouvé :

$$d_0 = 2{,}650663.$$

Il se manifeste ainsi une différence notable entre ces deux échantillons de quartz.

Les masses de ces deux cubes étant respectivement

$$158^{gr}{,}74850 \quad \text{et} \quad 325^{gr}{,}13118,$$

on en déduit que leurs volumes sont :

$$59^{ml}{,}88842 \quad \text{et} \quad 122^{ml}{,}66033.$$

III. Les dimensions géométriques ont été mesurées optiquement suivant la méthode déjà publiée [1], à laquelle je renvoie pour les dispositifs d'expérience. Contrairement à ce qui a lieu dans les méthodes employées par d'autres physiciens, on n'utilise pas d'autres surfaces que celles qui limitent le corps à mesurer. La lumière doit donc le traverser, par suite l'indice intervient. Dans ses premières déterminations, M. Macé de Lépinay le mesurait sur un prisme, tiré du même bloc. Outre que les mesures goniométriques sont insuffisantes pour donner l'indice avec la précision nécessaire, les variations de l'indice d'un point à l'autre du même bloc de quartz ne permettent pas d'utiliser en une région l'indice mesuré à une distance de quelques centimètres de la première. On arrive à éliminer l'indice par l'emploi de deux phénomènes d'interférence indépendants qui fournissent deux équations, dont les inconnues sont l'épaisseur et l'indice.

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 8e série, t. II, p. 78 ; 1904.

Ce sont les franges des lames parallèles épaisses, produites par l'interférence des rayons réfléchis sur les deux faces de la lame, avec une différence de marche $2Ne$, et les franges des lames mixtes, interférence d'un rayon qui a traversé la lame avec un autre qui a traversé l'air, différence de marche $(N - \nu)\, e$ (N, indice du quartz ; ν, indice de l'air).

Toutes ces franges s'observent en lumière homogène. Pour les premières, on fait tomber sur la lame un faisceau convergent, et on reçoit le faisceau réfléchi dans une lunette visant à l'infini. On observe des anneaux circulaires; le diamètre de l'anneau central donne la partie fractionnaire ε de l'ordre d'interférence. On le mesure en faisant tourner la lame autour d'un axe vertical, de façon que les deux bords de l'anneau viennent successivement se superposer au fil vertical d'un réticule.

Les autres s'observent en lumière parallèle, sous l'aspect d'une ligne noire dans l'image élargie par diffraction de la fente d'un collimateur. L'angle dont il faut faire tourner la lame à partir de l'incidence normale, pour amener cette ligne noire au milieu de l'image de la fente, mesure la partie fractionnaire de l'ordre d'interférence, soit ε'.

Si x et y sont les parties entières de ces ordres d'interférence, elles sont liées aux différences de marche par les deux relations :

$$2Ne = (x + \varepsilon)\, \Lambda$$
$$(N - \nu)\, e = (y + \varepsilon')\, \Lambda,$$

Λ étant la longueur d'onde de la radiation employée. On en déduit :

$$2\nu e = (x - 2y + \varepsilon - 2\varepsilon')\, \Lambda.$$

On voit que $\varepsilon - 2\varepsilon'$ est la partie fractionnaire de l'ordre d'interférence des rayons qui se seraient réfléchis sur les deux faces d'une lame d'air de même épaisseur que la lame de quartz. Ayant cette partie fractionnaire, on en déduit la partie entière par la méthode classique des excédents fractionnaires.

Il est nécessaire d'employer plusieurs radiations, suffisamment simples pour donner des interférences à grande différence de marche. On s'adresse à celles du cadmium, fournies par un tube de Michelson, et séparées par un prisme.

Il faut, de plus, avoir déjà une valeur approchée de l'épaisseur à mesurer. Dans le cas du cube de 4 centimètres, cette valeur est obtenue par une mesure au sphéromètre, avec une précision de 1 à 2 μ. L'emploi des trois radiations rouge, verte et bleue du cadmium suffit alors à déterminer sans ambiguïté la partie entière de l'ordre d'interférence.

Pour le cube de 5 centimètres, l'ordre d'interférence atteint dans le cas du bleu 320000. Les rapports des longueurs d'onde, déterminés par MM. Michelson et Benoit pour des ordres d'interférence plus faibles, sont alors insuffisants. En effet, par suite de la complexité de la radiation bleue, le rapport apparent des longueurs d'onde varie à mesure que l'ordre d'interférence augmente, et sa valeur est inconnue. On ne peut alors compter que sur le rouge et le vert, et il faut une mesure approchée plus précise. On l'obtient par un procédé optique. En plaçant sur un plan étalon le cube de 5 centimètres et tout à côté le cube de 4 centimètres plus une lame d'épaisseur connue d'environ 1 centimètre, on a deux épaisseurs très peu différentes. On pose une lame plane sur la surface la plus élevée, et on forme ainsi entre cette lame et l'autre surface une lame mince d'air, dont l'épaisseur, déjà à peu près connue, est évaluée exactement à l'aide des franges des lames minces, produites par les radiations de l'arc à mercure. On tient compte des épaisseurs très faibles comprises entre les différentes surfaces, et, toutes les autres épaisseurs étant connues, on en déduit celle du cube de 5 centimètres, avec une approximation de $0^{\mu},1$ à $0^{\mu},2$, qui est alors suffisante pour qu'on puisse appliquer la méthode des excédents fractionnaires aux seules radiations rouge et verte.

Ayant ainsi $2\nu e$, où l'indice de l'air est connu avec une exactitude bien suffisante, on obtient l'épaisseur avec une précision qui dépend de celle avec laquelle on a mesuré les parties fractionnaires. Or ε se mesure à 0,01 près, ε' à environ 0,02; soit 0,03 pour la partie fractionnaire de $2\nu e$, ce qui entraîne une erreur de $0^{\mu},015$ pour l'épaisseur. En fait, les différentes mesures effectuées au même point ne comportent pas d'écarts supérieurs à $0^{\mu},01$. En se rapportant aux équations données plus haut, on peut alors calculer l'indice, en suivant les indications qui ont été données dans le mémoire déjà cité.

Ces mesures, qu'on peut qualifier d'absolues, ne peuvent se faire qu'en des régions de la lame voisines des bords, pour ne pas séparer les deux moitiés du faisceau interférent dans le cas des franges des

lames mixtes ; en employant un dispositif quelconque pour séparer les rayons, on allonge leurs parcours et on introduit des causes d'erreur notables. Pour les points à l'intérieur, on fait des mesures sur les anneaux seuls; leurs variations sont dues aux variations d'épaisseur et à celles de l'indice. L'étude de l'indice aux différents points des bords où il a été mesuré permet de connaître avec assez de sûreté ses variations à l'intérieur de la lame. En retranchant l'effet de celles-ci, on obtient les variations d'épaisseur.

Il est nécessaire de connaître la température du quartz à 0°,01 près. Il est placé à l'intérieur d'une boîte à double paroi, formant chemise d'eau. Les ouvertures qui permettent le passage de la lumière ne sont ouvertes que pendant les mesures. Un thermomètre étalon est disposé au voisinage immédiat du cube. Tout l'ensemble est à l'intérieur d'une cave à température très constante ; c'est ainsi que les mesures absolues du cube de 5 centimètres, qui ont duré deux mois, ont toutes été faites entre 10°,5 et 11°,5. La source de lumière, cause d'élévation de température, est placée dans une cave voisine; l'observateur peut la déplacer, tout en ayant l'œil à la lunette pour utiliser telle radiation qu'il désire. On peut passer très rapidement de l'observation des franges à celle des anneaux, par la permutation de deux pièces dans une position bien déterminée.

Une mesure complète ne dure que quelques minutes, de sorte que la température initiale du quartz peut être prise avec sûreté comme température correspondant à la mesure.

Quand l'épaisseur que l'on étudie est perpendiculaire à l'axe du quartz, la lumière doit être polarisée rectilignement; dans la direction de l'axe, on doit prendre de la lumière circulaire pour les franges, de la lumière naturelle pour les anneaux.

IV. *Résultats.* — Pour le cube de 4 centimètres, on a mesuré de façon absolue quatre épaisseurs par couple de faces, en des points situés sur les bords, au voisinage du milieu des faces latérales. On a aussi mesuré les indices. Comme leurs variations étaient très régulières et ne dépassaient pas $2 . 10^{-6}$, on a déterminé les épaisseurs aux autres points par l'étude des anneaux. On a eu ainsi 25 déterminations par couple de faces. Les variations d'épaisseur étant très faibles, leur moyenne s'obtient sans aucune difficulté.

Je donne quelques nombres pour montrer avec quelle perfection les surfaces ont été taillées.

Direction de l'axe, mesures aux bords, au voisinage des milieux des faces latérales :

$3^{cm},9774.30$
$3\ \ ,9774.27$
$3\ \ ,9774.30$
$3\ \ ,9774.26$;

épaisseur au centre :

$3^{cm},9774.32$.

Dans une direction perpendiculaire à l'axe, mêmes positions :

$3^{cm},8557.19$
$3\ \ ,8557.18$
$3\ \ ,8557.20$
$3\ \ ,8557.17$
$3\ \ ,8557.20$.

Dans l'autre direction perpendiculaire :

$3^{cm},9052.07$
$3\ \ ,9052.23$
$3\ \ ,9052.28$
$3\ \ ,9052.46$
$3\ \ ,9052.30$.

Dans ce dernier cas, les surfaces ne sont pas tout à fait parallèles : elles font entre elles un angle de 2 secondes.

Toutes ces mesures sont ramenées à 0° et sont déduites uniquement de la radiation rouge du cadmium.

Les épaisseurs moyennes pour chaque couple de faces sont alors ;

$3^{cm},9774.30$
$3\ \ ,8557.19$
$3\ \ ,9052.27$.

Comme on a vérifié que les angles dièdres ne différaient pas d'un angle droit de plus de quelques secondes, on a le volume en faisant le produit des trois épaisseurs moyennes. On trouve :

$59^{cm^3},88998$.

De la comparaison avec la valeur du volume évalué en millilitres il résulte :

$$M = 999^{gr},974.$$

Pour le cube de 5 centimètres, on avait d'abord mesuré quatre

épaisseurs par couple de faces ; mais, comme les variations d'indice étaient assez grandes et atteignaient $5 . 10^{-6}$, on a, de plus, fait quatre autres mesures absolues aux angles. On peut alors interpoler pour avoir l'indice en tous les points de l'intérieur. Pour ces points on n'a fait que cinq mesures par couple de faces, soit en tout 13 déterminations d'épaisseur, dont 8 absolues. Ce nombre a paru suffisant, étant donnée la très bonne taille des surfaces, pour avoir l'épaisseur moyenne.

Pour donner une idée de la précision des mesures, je cite les nombres suivants, qui sont les différentes mesures de l'épaisseur au centre d'un couple de faces, chacune étant déduite de la comparaison des anneaux au centre avec les anneaux observés sur les bords, et des mesures absolues faites en ces mêmes points des bords.

4cm,9487.641
4 ,9487.643
4 ,9487.627
4 ,9487.636
4 ,9487.634
4 ,9487.628
4 ,9487.628
4 ,9487.630.

L'écart maximum d'un de ces nombres avec leur moyenne,

4cm,9487.633,

est 0µ,010. Il mesure évidemment l'erreur possible sur une mesure absolue.

Les épaisseurs moyennes ramenées à 0° sont :

4cm,9487.66
4 ,9678.06
4 ,9894.78.

Ces nombres ont été calculés en utilisant les coefficients de dilatation du quartz, donnés par M. Benoit. Or on a constaté que le quartz qui constitue le cube de 5 centimètres se dilate différemment. C'est ainsi que les deux dilatations principales entre 10° et 18° sont par degré et par centimètre :

0µ,0720 et 0µ,1338,

au lieu de

0µ,0737 et 0µ,1353.

Mais il faut remarquer qu'en utilisant les mêmes coefficients à la réduction à 0° des mesures faites par pesées hydrostatiques et des mesures déduites des dimensions linéaires, l'erreur due à l'inexactitude de la dilatation ne porte que sur la différence des températures auxquelles ces mesures ont été faites. Comme dans les mesures actuelles cette différence de température ne dépasse pas 1°, on conviendra que cette cause d'erreur n'intervient nullement.

Dans ces conditions, le volume à 0° du cube est :

$$122^{cm^3},66390.$$

Il en résulte :

$$M = 999^{gr},971.$$

Cette dernière valeur n'est pas tout à fait définitive ; on doit encore procéder à une revision complète de tous les calculs.

Si on l'admet provisoirement, on obtient pour le rapport du litre au décimètre cube, d'après les deux déterminations :

$$1,000026 \quad \text{et} \quad 1,000029,$$

soit, sur le kilogramme, une erreur de + 26 ou + 29 milligrammes.

L'écart entre ces deux valeurs est donc de 3 milligrammes et semble donner une limite de l'erreur qui a pu être commise dans cette détermination.

Les résultats trouvés par les autres méthodes optiques ne diffèrent pas des précédents de plus de quelques milligrammes. La valeur de cette importante constante physique qu'est la masse du décimètre cube d'eau pure est donc actuellement connue avec une précision voisine du millionième.

Les déterminations qui font l'objet de ce mémoire ont été faites au Pavillon de Breteuil, par M. Benoit, pour ce qui concerne les mesures de volume par pesées hydrostatiques; la méthode de mesures des épaisseurs a été étudiée et appliquée au cube de 4 centimètres par MM. Macé de Lépinay et Buisson, à la Faculté des Sciences de l'Université de Marseille; cette collaboration a été brisée par la mort de M. Macé de Lépinay, et j'ai dû faire faire seul les mesures relatives au cube de 5 centimètres.

SUR LA THÉORIE DU MAGNÉTISME;

Par M. P. LANGEVIN.

I. Les propriétés magnétiques des corps, les manières diverses dont ils réagissent quand on les introduit dans un champ magnétique, se présentent tout d'abord comme extrêmement complexes : les substances ferromagnétiques prennent une aimantation intense, fonction non seulement du champ magnétisant actuel, mais de toute la série des champs antérieurs, grâce à la possibilité d'un magnétisme rémanent ; d'autres corps s'aimantent faiblement dans le sens du champ magnétisant, proportionnellement à son intensité avec un coefficient, la susceptibilité paramagnétique, qui varie, comme l'a montré M. Curie, en raison inverse de la température absolue. De plus, l'expérience montre qu'une élévation de température fait passer une même substance de manière continue de l'état ferromagnétique à l'état paramagnétique, comme elle permet de passer de manière continue de l'état liquide à l'état gazeux.

Enfin d'autres corps, peut-être les plus nombreux, se polarisant très faiblement en sens inverse du champ magnétisant, sont diamagnétiques, sans qu'il soit possible d'observer aucune transition entre cette propriété et les deux premières, et, autre différence profonde, la susceptibilité diamagnétique se montre, sauf dans le cas du bismuth, rigoureusement indépendante de la température et de l'état physique.

On n'a donné jusqu'ici aucune représentation satisfaisante de cet ensemble complexe ; l'hypothèse des courants moléculaires d'Ampère, reprise par M. Ewing, rend compte de certains faits de ferro et de paramagnétisme, mais sans indication sur l'origine de ces courants et sur la cause qui les maintient. De plus, Weber a supposé, pour représenter le diamagnétisme, l'existence dans les molécules de circuits de résistance nulle dans lesquels la création d'un champ extérieur provoque des courants induits tels que le flux total qui traverse les circuits reste nul ; le sens de ces courants, d'après la loi de Lenz, correspond au diamagnétisme. Maxwell, dans son *Traité*, a tenté d'unifier les hypothèses d'Ampère et de Weber sans obtenir de solution précise, faute d'indications sur la structure moléculaire.

II. Nous possédons aujourd'hui de telles indications, grâce à la

théorie qui fait de la matière une agglomération d'électrons en mouvement, de centres électrisés des deux signes, dont on sait que leur déplacement produit dans l'éther un champ magnétique analogue à celui d'un élément de courant, d'intensité proportionnelle à la charge de l'électron et à sa vitesse. La création de ce champ magnétique au moment de la mise en mouvement de l'électron implique une dépense d'énergie proportionnelle au carré de la vitesse, énergie de self-induction du courant équivalent, de même forme que l'énergie cinétique. Un centre électrisé possède donc une inertie par le fait seul qu'il est chargé, et il paraît vraisemblable aujourd'hui que *toute l'inertie* est ainsi d'origine électromagnétique, l'inertie d'une molécule matérielle n'étant que la somme des inerties électromagnétiques des électrons qui la constituent.

De plus, un rayonnement électromagnétique ou lumineux est émis chaque fois qu'un électron subit un changement de vitesse, une accélération, et il est naturel de chercher dans les électrons qui gravitent à l'intérieur des molécules, suivant des orbites fermées, l'origine des raies spectrales; la période des vibrations lumineuses, voisine de 10^{-15} secondes, doit être de l'ordre des durées τ de révolution des électrons sur leurs orbites.

On sait comment cette conception permit à M. Lorentz de prévoir certaines particularités du phénomène de Zeeman, que l'expérience confirma entièrement.

III. Il est naturel d'assimiler aux courants particulaires d'Ampère ces électrons gravitant sur des orbites fermées. On montre facilement qu'une semblable orbite, de surface S, parcourue pendant le temps τ par un électron de charge e, est équivalente, au point de vue de la production du champ magnétique moyen à l'extérieur, à un aimant normal au plan de l'orbite et de moment magnétique

$$M = \frac{eS}{\tau} = Si;$$

autrement dit, l'orbite est équivalente à un circuit traversé par un courant d'intensité $\frac{e}{\tau}$.

Il n'est peut-être pas inutile de rappeler comment la production d'un champ magnétique par une particule électrisée, en mouvement par rapport à l'éther, est une conséquence nécessaire des équations de Hertz. Celles-ci, complètement vérifiées par l'expérience, tra-

duisent en langage mathématique l'existence du courant de déplacement de Maxwell et des phénomènes d'induction, d'après lesquels, dans le vide, toute variation de l'un des deux champs électrique ou magnétique suffit pour créer l'autre :

1° *L'intégrale du champ électrique le long d'un circuit fermé est égale à la dérivée par rapport au temps du flux de force magnétique qui traverse le circuit* (induction);

2° *L'intégrale du champ magnétique le long d'un circuit fermé est égale à la dérivée par rapport au temps du flux de force électrique qui traverse le circuit* (courant de déplacement).

Ce dernier énoncé suppose que la surface limitée au circuit sur laquelle on calcule le flux n'est traversée par aucune charge électrique, par aucun électron.

Considérons maintenant une particule électrisée, O, de charge e, se mouvant suivant OX avec la vitesse v par rapport au milieu (supposé complètement immobile dans la théorie de Lorentz), et appliquons le second des énoncés précédents à une circonférence de rayon AM $= l$ et de plan perpendiculaire à la direction OX.

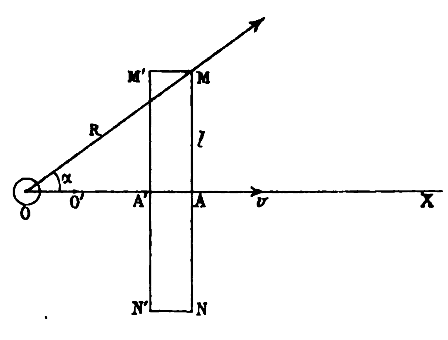


Fig. 1.

La particule électrisée étant supposée de révolution autour de OX, il est impossible que le champ magnétique, le même en tout point de la circonférence MN par raison de symétrie, soit nul sur cette circonférence, puisque le flux de force électrique qui la traverse varie par suite du mouvement de la particule. De plus, le champ magnétique H en M est nécessairement tangent à la circonférence, c'est-à-dire normal au plan de la figure, puisque tout le système est évidemment superposable à son image par rapport à ce plan, et qu'un

champ magnétique, possédant la symétrie d'un cylindre tournant [1], n'a qu'un plan de symétrie normal à sa direction.

L'intégrale du champ magnétique le long de la circonférence de longueur $2\pi l$ est :

$$2\pi l H.$$

Pour calculer la dérivée du flux de force électrique, cherchons la variation de ce flux quand la particule se déplace pendant le temps dt de la quantité $OO' = vdt$. Le nouveau flux produit par O' à travers MN est égal à celui produit par O à travers la circonférence M'N' égale à MN et distante de celle-ci de $AA' = vdt$. Or la différence des flux produits par O à travers les deux cercles est, par application du théorème de Gauss, égale au flux produit à travers la couronne cylindrique MNM'N' qui forme avec les cercles une surface fermée ne contenant aucune charge à son intérieur. Ce flux est :

$$d\varphi = \frac{e}{R^2} \sin \alpha 2\pi l v dt,$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = 2\pi l H = \frac{e}{R^2} \sin \alpha 2\pi l v dt,$$

$$H = \frac{ev}{R^2} \sin \alpha.$$

C'est exactement le champ magnétique qui serait produit en M par un élément de courant de longueur δs placé en O, parallèle à OX, et de moment $i\delta s = ev$.

La valeur $\frac{e}{R^2}$, prise pour le champ électrique en M, suppose que ce champ n'est pas modifié par suite du mouvement, ce qui reste sensiblement exact tant que la vitesse v ne devient pas voisine de celle de la lumière ; autrement, la loi d'induction montre que le champ magnétique produit réagit à son tour sur le champ électrique pour en changer la répartition, les lignes de force tendant, à distance de O grande par rapport au rayon de la particule, à s'accumuler dans le plan perpendiculaire à OX.

L'expression obtenue pour H reste utilisable même pour les électrons présents dans la molécule, puisque leur vitesse ne semble pas, en général, s'élever beaucoup au-dessus du centième de celle de la lumière.

(1) P. Curie, *J. de Phys.*, 3e série, t. III, p. 415 ; 1894.

Il est facile, comme l'ont déjà fait divers auteurs, de calculer, en partant du résultat précédent, la projection H_z sur une direction quelconque PM du champ magnétique H produit au point M par une particule électrisée O décrivant une orbite fermée, de petites dimensions par rapport à la distance R, suivant une courbe dont la

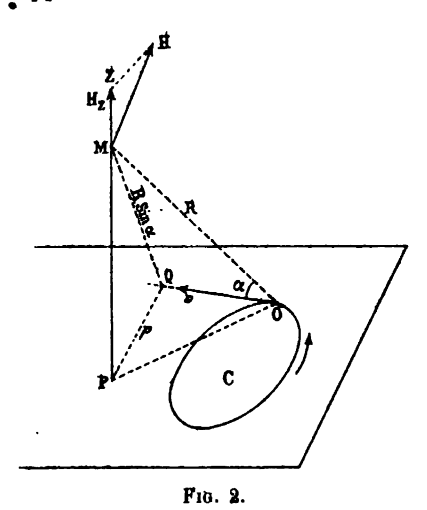


FIG. 2.

projection C sur un plan perpendiculaire à PM importe seule, puisque la composante de la vitesse parallèle à PM produit en M un champ magnétique perpendiculaire à PM et dont la projection est nulle. Soit v la vitesse projetée. Si p est la distance de cette vitesse au point P, la similitude des triangles PQM et ZMH donne :

$$H_z = H \frac{R^2}{R \sin \alpha},$$

d'où, en remplaçant H par sa valeur $\frac{ev \sin \alpha}{R^2}$,

$$H_z = \frac{epv}{R^3}.$$

Le moment pv de la vitesse par rapport à PM est égal d'ailleurs au double de la *vitesse aréolaire* A du point O sur l'orbite projetée, par rapport au point P, et comptée positivement dans le sens trigonométrique.

Donc :

$$H_z = \frac{2eA}{R^3}.$$

Ce champ magnétique projeté H_z restera constant dans le cas particulier où le mouvement de l'électron serait dû à des forces centrales émanant d'un point C intérieur à l'orbite, et où la direction MP passerait par ce point C, puisque la vitesse aréolaire A resterait alors constante, ainsi que la distance R supposée grande par rapport aux dimensions de l'orbite.

Dans tous les autres cas, $\overline{H}_z$ sera variable, et la grandeur intéressante devient sa valeur moyenne H_z en fonction du temps. Si les variations de R quand O se déplace sont du second ordre par rapport aux dimensions de l'orbite, ce qui suppose R grand par rapport à p, c'est-à-dire α toujours voisin d'un angle droit, on peut considérer R comme invariable, et l'on a, si $\overline{A}$ désigne la valeur moyenne de la vitesse aréolaire,

$$\overline{H}_z = \frac{2e\overline{A}}{R^3}.$$

Si S représente la surface de l'orbite projetée et τ la période de révolution, on a évidemment :

$$\overline{A} = \frac{S}{\tau},$$

donc

$$H_z = \frac{2e}{R^3}\frac{S}{\tau}.$$

Le courant particulaire est donc équivalent, au point de vue de la production de ce champ moyen, à un aimant élémentaire de moment

$$\text{(1)} \qquad M = \frac{eS}{\tau} = e\overline{A}.$$

Il est facile de montrer que cette équivalence subsiste, pour les points éloignés de l'orbite, dans une direction quelconque, telle que les variations de R soient de l'ordre des dimensions de l'orbite. De sorte qu'au total le champ magnétique *moyen* produit par un courant particulaire à distance est identique à celui d'un aimant normal au plan de l'orbite et de moment $\frac{eS}{\tau} = e\overline{A}$.

Une molécule contient autant de semblables courants particulaires qu'elle renferme d'électrons en mouvement. L'ensemble des aimants équivalents peut avoir un moment magnétique résultant nul : ce sera le cas si l'édifice moléculaire possède une symétrie assez élevée pour

être incompatible avec la dissymétrie d'un moment magnétique, comparable à celle d'un cylindre tournant. Si la molécule a au contraire pour groupe de symétrie un intergroupe de celui du cylindre tournant, un moment résultant pourra exister et la molécule sera un petit aimant.

Nous allons voir que, dans tous les cas, la création d'un champ magnétique extérieur modifie les courants particulaires comme le supposait Weber, en polarisant *diamagnétiquement toutes les molécules.* Cet effet se produit seul si le moment résultant est nul : la matière est diamagnétique au sens ordinaire du mot. Si le moment résultant n'est pas nul, au phénomène diamagnétique initial se superpose un autre phénomène dû à l'orientation des aimants moléculaires par le champ extérieur : la substance est alors paramagnétique, si les actions mutuelles entre aimants moléculaires sont négligeables comme dans le cas des gaz ou des solutions, ferromagnétique dans le cas où ces actions mutuelles jouent le rôle essentiel. Dès que le paramagnétisme apparaît, il est énorme par rapport au diamagnétisme initial et le masque complètement. Ceci explique l'absence de continuité entre le para et le diamagnétisme : la substance possède ou ne possède pas la dissymétrie du cylindre tournant ; le paramagnétisme existe ou non, et, quand il existe, il masque complètement le diamagnétisme initial sous-jacent.

IV. On peut, en effet, démontrer que la création d'un champ magnétique extérieur, qui, d'après les équations de Hertz-Maxwell, s'accompagne de la production d'un champ électrique, modifie le mouvement des électrons sur leurs orbites, de *tous les électrons*, dans le sens qui correspond au diamagnétisme, le moment magnétique d'un courant particulaire quelconque supposé normal à la direction du champ H étant augmenté de

$$\Delta M = -\frac{He^2S}{4\pi m},$$

si m est la masse de l'électron.

Je démontrerai ici cette formule seulement dans le cas particulier d'un électron gravitant le long d'une orbite circulaire autour d'un centre qui l'attire suivant une loi quelconque en fonction de la distance. Le moment magnétique de l'aimant équivalent au courant particulaire est égal au produit de la charge e de l'électron par la vitesse aréolaire (constante en l'absence de toute autre action que la force cen-

trale) de l'électron par rapport au centre. Si ω est la vitesse angulaire de rotation et r le rayon de l'orbite, on a :

$$M = eA = e\frac{\omega r^2}{2}.$$

Si une force extérieure agit sur l'électron, telle que la force électrique induite par l'établissement du champ magnétique H, il en résultera un changement de la vitesse aréolaire A, et, par suite, de M, en vertu de l'équation connue :

$$2m\frac{dA}{dt} = \text{moment de la force extérieure.}$$

Si E est la composante suivant la tangente à l'orbite du champ électrique induit, le moment de la force est Eer; donc :

$$dM = edA = \frac{e^2}{2m}Erdt.$$

La vitesse de l'électron est ωr, de sorte que l'élément ds de trajectoire parcouru pendant le temps dt est ωrdt, d'où :

$$dM = \frac{e^2}{2\omega m}Eds,$$

et pour un tour, effectué pendant le temps périodique τ que nous supposerons, ce qui est toujours réalisé en pratique, très court par rapport à la durée d'établissement du champ magnétique, δM étant la variation du moment pendant ce tour, durant lequel ω peut être considéré comme constant à cause de l'hypothèse précédente, on a :

$$\delta M = \frac{e^2}{2\omega m}\int Eds.$$

Or, d'après la loi d'induction rappelée plus haut, l'intégrale considérée, qui est l'intégrale curviligne du champ électrique prise le long de l'orbite, est égale à la dérivée du flux de force magnétique HS par rapport au temps :

$$-\int Eds = \frac{dHS}{dt} = \frac{1}{\tau}\delta HS,$$

le signe — traduisant le sens indiqué par la loi de Lenz et en tenant compte de $\omega = \frac{2\pi}{\tau}$:

$$\delta M = -\frac{e^2}{4\pi m}\delta HS.$$

Pour la variation totale ΔM qui résulte de l'établissement du champ H, on en déduit :

$$\Delta M = -\frac{Hc^2S}{4\pi m}.$$

L'hypothèse faite sur la lenteur d'établissement du champ peut d'ailleurs être supprimée si l'on envisage, ce qui est nécessaire en pratique, l'effet moyen sur un grand nombre d'orbites analogues orientées de toutes les manières possibles.

Cette modification diamagnétique est d'ailleurs indépendante de la manière dont on a réalisé la superposition du courant particulaire et du champ extérieur, soit par création de celui-ci au moyen d'un courant, soit par déplacement de la molécule dans un champ préexistant. Elle est toujours extrêmement faible : on a en effet

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{H\tau}{4\pi}\frac{e}{m} < 10^{-9}H,$$

puisque la plus grande valeur connue de $\frac{e}{m}$ est $1,8 \times 10^7$ qui correspond aux corpuscules cathodiques, et que τ est de l'ordre 10^{-15}. *Les champs les plus intenses que nous sachions produire, toujours inférieurs à 10^5, ne modifient donc pas de plus du dix-millième le moment magnétique des courants particulaires.*

V. La petitesse de cette modification est justifiée par la petitesse du *phénomène de Zeeman connexe de la modification diamagnétique.* En effet, la variation d'intensité des courants particulaires produite au moment de l'établissement du champ correspond à un accroissement de période des électrons qui gravitent dans un sens, une diminution pour ceux qui gravitent en sens inverse, conformément aux changements qui constituent l'effet Zeeman. L'extrême petitesse de celui-ci justifie ce qui précède sur la petitesse de la modification diamagnétique.

De plus, la généralité du phénomène de Zeeman prouve la généralité de l'effet diamagnétique. Même dans le fer, qui manifeste l'effet Zeeman, les courants particulaires sont modifiés dans le sens diamagnétique.

Il est d'ailleurs intéressant de montrer que, dans le cas particulier supposé plus haut d'une orbite circulaire avec une force centrale quelconque $f(r)$, l'établissement du champ magnétique ne modifie pas le rayon de l'orbite, mais seulement la durée de révolution de

l'électron, du moins tant que le champ magnétique est assez faible, ce qui est toujours réalisé, comme on vient de le voir, pour ne produire qu'une très petite modification. En l'absence du champ magnétique, la condition du mouvement stationnaire est :

$$(1) \qquad f(r) = m\omega^2 r.$$

Supposons qu'en présence du champ magnétique ω et r soient tous deux modifiés, de $\Delta\omega$ et Δr respectivement; la nouvelle condition de mouvement stationnaire s'écrira, en tenant compte de la force magnétique $He\omega r$:

$$f(r + \Delta r) = m(\omega + \Delta\omega)^2 (r + \Delta r) + He\omega r,$$

et, en conservant seulement les termes du premier ordre :

$$(2) \qquad [f'(r) - m\omega^2]\,\Delta r = 2m\omega r\Delta\omega + He\omega r.$$

D'autre part, la grandeur obtenue plus haut pour la modification diamagnétique donne :

$$\Delta A = \Delta \frac{\omega r^2}{2} = -\frac{He}{4m} r^2 - 4m\omega\Delta^2 r = 2m\omega r\Delta\omega + He\omega r.$$

En retranchant de (2), il vient :

$$[f'(r) + 3m\omega^2]\,\Delta r = 0.$$

Ce qui conduit à la condition :

$$\Delta r = 0, \qquad \Delta\omega = -\frac{He}{2m},$$

à moins que la loi d'action ne satisfasse à la relation toute particulière :

$$f'(r) + 3m\omega^2 = 0,$$

qui, jointe à (1), donne :

$$\frac{f'(r)}{f(r)} = -\frac{3}{r},$$

$$f(r) = \frac{K}{r^3}.$$

Donc, à moins que la force attractive qui maintient l'électron sur l'orbite ne varie exactement en raison inverse du cube de la distance, la modification diamagnétique ne changera pas les dimensions de l'orbite, mais seulement la durée de révolution, de la manière qui correspond au phénomène de Zeeman.

VI. Les courants particulaires se comportent comme le feraient des circuits de résistance nulle et de self-induction convenable. En effet, un semblable circuit, de self-induction L, serait modifié par le champ extérieur de manière que le flux total reste constant :

$$\frac{dLi}{dt} = -\frac{d(HS)}{dt};$$

d'où pour l'établissement du champ H :

$$\Delta Li = - HS.$$

Et le circuit considéré sera assimilable au courant particulaire si

$$\Delta M = -\frac{e^2}{4\pi m} HS = \frac{e^2}{4m\pi} \Delta Li,$$
$$L = \frac{4\pi m}{e^2} \frac{M}{i} = \frac{4\pi^2 r^2 m}{e^2},$$

si l'orbite est une circonférence de rayon r.

L'énergie magnétique du circuit sera :

$$\frac{Li^2}{2} = \frac{4\pi^2 r^2 m}{2\tau^2} = m\frac{v^2}{2},$$

c'est-à-dire que le courant particulaire sera complètement assimilable à un circuit de résistance nulle, si l'inertie de l'électron qui le constitue est tout entière électromagnétique, si l'énergie cinétique $\frac{mv^2}{2}$ *de l'électron est tout entière sous forme magnétique.*

La modification diamagnétique étant extrêmement faible, les courants particulaires pourront être considérés comme indéformables et d'intensité sensiblement constante, et l'on obtiendra une représentation complète des faits du paramagnétisme et des échanges d'énergie entre aimants et courants dans l'hypothèse où les aimants sont constitués de semblables circuits auxquels les lois de l'électrodynamique ordinaire sont rigoureusement applicables.

VII. Si les molécules ont un moment résultant nul, aucune action du champ extérieur ne suivra la modification diamagnétique, aucun changement de leur mouvement d'ensemble. Les chocs ultérieurs entre molécules se produiront comme auparavant, aucun changement de température ne se montrera, et la propriété diamagnétique acquise subsistera seule.

Inversement un changement de température ne modifiera pas cette propriété : tous les électrons intérieurs à la molécule contribuent à la produire, et le mouvement de ceux-ci, comme le montre l'invariabilité des raies spectrales, ne dépend pas de la température. *On obtient ainsi la loi trouvée expérimentalement par M. Curie sur l'invariabilité de la constante diamagnétique avec la température.*

Si l'on cherche, en partant des constantes diamagnétiques expérimentales, à calculer ce que doivent être les surfaces des orbites telles que S, on trouve un résultat tout à fait conforme à ce que pouvaient faire prévoir la connaissance des dimensions moléculaires et l'hypothèse que les orbites sont intra-moléculaires. *La petitesse des effets diamagnétiques est nécessitée par la petitesse des dimensions moléculaires.*

VIII. Si les molécules ont un moment résultant non nul, elles subissent tout d'abord la modification diamagnétique tout à fait générale, puis le champ extérieur tend à faire tourner les axes magnétiques pour les rendre parallèles à sa direction ; il en résulte un changement du mouvement d'ensemble des molécules, de leur agitation thermique, qui correspond à une inégale répartition de l'énergie cinétique entre les molécules, celles dont l'axe magnétique est parallèle au champ ayant une énergie cinétique plus grande que celle des autres. Ceci est incompatible avec l'équilibre thermique et, par l'intermédiaire des chocs mutuels, s'il s'agit d'un gaz, un réarrangement se produira après lequel la température sera uniforme et les aimants moléculaires dirigés de préférence dans le sens du champ extérieur, après lequel la propriété paramagnétique aura apparu. S'il résulte de ce réarrangement un accroissement dM du moment magnétique résultant, le système producteur du champ magnétique fournit au mouvement d'ensemble des molécules, un travail qui, dans le cas d'un corps gazeux ou dissous, se traduit par une élévation de température du milieu et est donné par :

$$dW = H dM,$$

et, pour maintenir le gaz à température constante, il faut lui enlever une quantité de chaleur équivalente,

$$dQ = H dM = H \left(\frac{\partial M}{\partial H} dH + \frac{\partial M}{\partial T} dT \right) ;$$

en écrivant que $\frac{dQ}{T}$ est une différentielle exacte, on obtient la relation:

$$M = f\left(\frac{H}{T}\right),$$

et, dans le cas d'une aimantation proportionnelle au champ,

$$M = k\frac{H}{T};$$

c'est la loi de M. Curie sur la susceptibilité paramagnétique inversement proportionnelle à la température absolue.

La comparaison suivante fera mieux comprendre la théorie qui précède : imaginons une masse gazeuse contenue dans un récipient fermé et soustraite à l'action de la pesanteur ; les molécules se répartiront de manière que la densité du gaz soit la même en tous points, de même qu'en l'absence d'un champ magnétique extérieur les molécules d'un gaz magnétique tel que l'oxygène ont leurs axes répartis uniformément dans toutes les directions.

Si l'on vient à créer le champ de gravitation, les molécules prendront une accélération dirigée vers le bas, et, en l'absence de chocs mutuels, chaque molécule aura une vitesse plus grande en bas qu'en haut du récipient; mais cette inégalité de vitesses est incompatible avec l'équilibre thermique, et un réarrangement aura lieu grâce aux chocs mutuels, à la suite duquel s'établit la répartition donnée par la formule du nivellement barométrique : le centre de gravité s'est abaissé et, pour maintenir le gaz à la température initiale, il faut lui enlever une quantité de chaleur équivalente au produit du poids du gaz par cet abaissement du centre de gravité. On déduirait d'un raisonnement thermodynamique analogue à celui qui précède que cet abaissement du centre de gravité est inversement proportionnel à la température absolue.

Le raisonnement thermodynamique ne permet pas de calculer la fonction $f(T)$ dans l'expression (3) du moment magnétique. Pour aller plus loin, il est nécessaire de faire intervenir des considérations cinétiques et de déterminer, quand l'équilibre thermique est rétabli, la répartition des molécules aimantées entre les diverses directions, ou, dans le cas de la pesanteur, la variation de densité avec la hauteur donnée par la formule du nivellement barométrique.

Après le réarrangement, dans une masse de gaz à température

uniforme, la répartition des molécules se fait entre les diverses régions de manière que les molécules soient plus nombreuses là où l'énergie potentielle est la plus faible, c'est-à-dire aux points les plus bas dans le cas de la pesanteur. La loi suivant laquelle se fait cette répartition est la généralisation donnée par M. Boltzmann[1] de la loi du nivellement barométrique. Le rapport des densités du gaz en deux points entre lesquels l'énergie potentielle *d'une molécule* varie de W est :

$$e^{\frac{W}{rT}},$$

e est la base des logarithmes népériens, T la température absolue du gaz et r la constante de l'équation des gaz parfaits rapportée à une molécule, constante telle, d'après la théorie cinétique, que rT représente les $\frac{2}{3}$ de l'énergie cinétique moyenne de translation, c'est-à-dire le double de l'énergie cinétique correspondant à chacun des trois degrés de liberté de cette translation.

Or on sait qu'une molécule comme celle de l'oxygène possède en outre deux degrés de liberté pour la rotation, comme l'indique la valeur de $\frac{C}{c}$, à chacun de ces degrés de liberté correspondant une énergie cinétique moyenne égale aussi à $\frac{rT}{2}$, donc égale à rT pour toute la rotation.

La répartition des molécules entre les diverses orientations sera déterminée par l'équilibre statique qui s'établira sous l'influence superposée de l'énergie potentielle magnétique — MH cos α et de l'énergie rT d'agitation thermique, les molécules étant de préférence orientées dans les directions de moindre énergie potentielle, c'est-à-dire avec leur axe magnétique vers la direction du champ. Si l'on répartit les axes magnétiques entre les diverses directions, la densité par unité d'angle solide variera d'une direction à l'autre proportionnellement à :

$$e^{\frac{MH\cos\alpha}{rT}},$$

toutes les directions étant également probables si M ou H sont nuls.

---

(1) L. Boltzmann, *Théorie des gaz*, 1re partie. Trad. Gallotti, p. 127.

Le nombre des molécules dont l'axe magnétique est dirigé dans l'angle solide $d\omega$ sera par suite :

$$dn = \mathrm{K}e^{\frac{\mathrm{MH}}{r\mathrm{T}}\cos\alpha}d\omega.$$

Prenons pour élément $d\omega$ une zone d'ouverture $d\alpha$ autour de la direction du champ :

$$d\omega = 2\pi \sin \alpha d\alpha,$$

α variant de 0 à π.

Si N est le nombre total des molécules, K est déterminé ; on doit avoir en effet, en posant :

$$\frac{\mathrm{MH}}{r\mathrm{T}} = a,$$

$$\mathrm{N} = 2\pi\mathrm{K}\int_0^{\pi} e^{a\cos\alpha}\sin\alpha d\alpha = 2\pi\mathrm{K}\int_{-1}^{+1} e^{ax}dx,$$

$$\mathrm{N} = \frac{2\pi\mathrm{K}}{a}(e^a - e^{-a})$$

ou

$$\mathrm{K} = \frac{\mathrm{N}a}{4\pi\mathrm{S}ha}.$$

Le moment magnétique total des N molécules est évidemment dirigé parallèlement au champ et est égal à la somme des projections sur cette direction des moments composants. Pour l'unité de volume supposée contenir N molécules, ce moment résultant représente l'intensité d'aimantation I :

$$\mathrm{I} = \int \mathrm{M}\cos\alpha dn = \int_{-1}^{+1} 2\pi\mathrm{MK}xe^{ax}dx.$$

Or

$$\int_{-1}^{+1} xe^{ax}dx = 2\left(\frac{\mathrm{C}ha}{a} - \frac{\mathrm{S}ha}{a^2}\right),$$

d'où

$$\mathrm{I} = \mathrm{MN}\left(\frac{\mathrm{C}ha}{\mathrm{S}ha} - \frac{1}{a}\right).$$

Pour un nombre donné de molécules, une masse donnée du gaz, I, est donc bien fonction seulement de a, c'est-à-dire de $\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{T}}$, conformément au résultat fourni par la thermodynamique.

IX. Si les actions mutuelles entre aimants moléculaires sont pos-

sibles, si la substance est ferromagnétique, la chaleur dégagée n'est équivalente au travail fourni que pour un cycle fermé, et l'on obtient alors la chaleur d'hystérésis :

$$Q = \int HdM.$$

Ce cas des corps ferromagnétiques se présente naturellement comme beaucoup plus complexe que les cas précédents du dia et du paramagnétisme, à cause de l'intervention des actions mutuelles entre aimants moléculaires, comme la théorie des milieux liquides et solides où interviennent les forces de cohésion est infiniment plus difficile et moins avancée que celle des gaz où la cohésion n'intervient pas de manière sensible. Les idées que je présente ici sont donc en quelque sorte l'équivalent magnétique de la théorie des gaz. Pour aller plus loin, il faudra étudier les actions directrices entre particules aimantées, et peut-être le cas le plus simple est-il celui des milieux cristallisés, sur les propriétés magnétiques desquels les travaux de M. Weiss nous ont donné déjà et nous promettent encore beaucoup d'indications précieuses, au même titre que les résultats de M. Maurain sur les dépôts électrolytiques de fer, où les actions directrices paraissent s'exercer à des distances considérables.

ÉTUDE PHOTOMÉTRIQUE DES IMAGES FORMÉES PAR LES SYSTÈMES OPTIQUES;

Par M. E. HAUDIÉ.

Il peut être de quelque intérêt de montrer que, pour tous les types usuels de systèmes optiques, simples ou complexes, les conclusions ordinaires relatives à la clarté et à l'éclairement découlent immédiatement des deux propriétés fondamentales relatives à l'éclat intrinsèque et à l'éclairement d'une image, propriétés mises en lumière par Kirchhoff et par Cornu.

Grâce à cette remarque, l'étude photométrique des images est susceptible de former un ensemble simple et ordonné ; les méthodes et considérations variées auxquelles on a recours trop souvent dans un exposé morcelé deviennent superflues et doivent faire place à un mode d'exposition unique.

La notion fondamentale est naturellement celle de flux lumineux;

et il suffit d'exprimer que, dans son passage à travers un système optique quelconque, le flux se conserve, abstraction faite des pertes par transmission. Le coefficient de transmission k peut d'ailleurs être déterminé par des méthodes variées (Cornu, Wolf, Blondel); il est le plus souvent voisin de 0,9 pour les lentilles simples ou accolées, et par suite voisin de $(0,9)^2$, c'est-à-dire de 0,8, pour les systèmes doubles (oculaires composés, objectifs photographiques) (1).

I. *Éclat intrinsèque de l'image.* — AB est un objet lumineux, ou une portion d'objet telle que cette source lumineuse étendue puisse être considérée comme uniforme. Ω et Ω' sont les angles solides communs à tous les points de l'objet ou de l'image; Σ est la surface *apparente* du système optique. L'image A'B' est indifféremment réelle ou virtuelle.

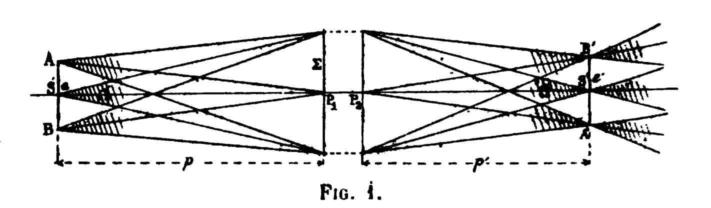


Fig. 1.

L'égalité du flux envoyé par la source sur le système optique et du flux reçu par l'image donne $\Phi = I\Omega = I'\Omega'$. Mais $I = eS$, $I' = e'S'$; puis $\Omega = \frac{\Sigma}{p^2}$, $\Omega' = \frac{\Sigma}{p'^2}$; et, en supposant les mêmes milieux extrêmes, $\frac{S'}{S} = \frac{p'^2}{p^2}$. D'où résulte l'*égalité* entre l'éclat intrinsèque de l'image et celui de l'objet :

$$e' = e. \tag{1}$$

Dans le cas d'un second milieu d'indice n par rapport au premier, on aurait

$$e' = n^2 e \text{ (2)}. \tag{1 bis}$$

II. *Éclairement de l'image.* — Par définition, l'éclairement

(1) Nous nous conformerons aux définitions et notations de M. Blondel, sanctionnées par le Congrès de Genève (*J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 193; 1897).

(2) Ce théorème général a été démontré par Kirchhoff pour toute espèce de radiations [*Emission und Absorption von Licht und Wärme* (*Monatsber. der Berliner Akad.*; 1859)].

de l'image est $E = \frac{\Phi}{S'}$. Mais, d'après ce qui précède, $\Phi = \frac{eS'\Sigma}{p'^2}$; d'où la relation connue :

$$E = \frac{e\Sigma}{p'^2}. \tag{2}$$

Elle exprime la propriété des lentilles dont M. Cornu a fait ressortir l'intérêt [1] en l'appliquant dans son dispositif de l'œil-de-chat.

Dans un second milieu d'indice n, l'éclairement de l'image serait

$$E = \frac{n^2 e\Sigma}{p'^2}. \tag{2 bis}$$

Étant donnée la relation (1) ou (1 *bis*), on peut se rendre compte immédiatement que, dans le cas de systèmes optiques complexes donnant lieu à la formation d'images *successives*, la formule (2) ou (2 *bis*) peut s'appliquer à *l'une quelconque* des images. Σ représente la section des faisceaux qui traversent l'élément optique correspondant.

III. *Notion de source secondaire de lumière.* — La relation (2), par son rapprochement avec la loi d'éclairement d'une source en fonction de la distance, $E = \frac{I}{l^2}$, a permis à M. Cornu de conclure que tout système optique se comporte comme une source secondaire de lumière définie par

$$I = e\Sigma, \tag{3}$$

c'est-à-dire ayant même éclat intrinsèque que la source lumineuse.

L'intensité lumineuse du faisceau émergent dépend donc, non pas de l'étendue ou de l'intensité de la source, mais uniquement de son éclat intrinsèque. La seule étendue qui importe est celle du système optique ; c'est un résultat d'importance capitale dans le cas des projecteurs et des panneaux lenticulaires de phares [2].

De plus, à égalité de surface Σ, rien n'empêche de prendre un

---

(1) Cornu, *Annales de l'Observatoire*, t. XIII ; — et *J. de Phys.*, t. X, p. 189 ; 1881.

(2) Il importe de remarquer que la relation (3) ne se trouve démontrée que par la considération des images. D'ailleurs, pour toute autre position de l'écran, l'éclairement n'est plus aussi uniforme. D'autre part, dans le cas d'ouvertures aussi considérables que celles des miroirs de projecteurs et des panneaux lenticulaires, la relation (3), alors trop peu exacte, doit être remplacée par $I = \int e' d\Sigma$, et c'est expérimentalement (Blondel et Rey, *C. R*, t. CXXVI, p. 404)

système optique inégalement étendu de part et d'autre de l'axe. Cette disposition dissymétrique, appliquée aux phares, a permis d'obtenir des feux à éclats groupés.

IV. *Cas des images rétiniennes. — Clarté des instruments oculaires.* L'élément qui fait juger plus ou moins lumineux un objet vu à l'œil nu, ou dans une lunette ou un microscope, est le flux reçu par unité de surface de la rétine ; autrement dit, c'est l'éclairement de l'image rétinienne. Cette image étant formée par le système optique de l'œil, son éclairement est donné par (2 *bis*). Σ représente alors l'ouverture de la pupille, n l'indice de l'humeur vitrée, et p' la distance du second point principal à la rétine.

Mais on peut remarquer que, dans tout instrument, l'œil, normal ou myope, met au point sans avoir aucune tendance à accommoder [1]. Par suite, p' demeure constant, de sorte que $\frac{n^2}{p'^2}$ est une *constante* K de l'œil, et l'éclairement de l'image rétinienne peut s'exprimer par la *loi simple*

$$E = Ke\Sigma. \tag{4}$$

La *clarté* d'un instrument étant le rapport $\frac{E'}{E}$ des éclairements des images rétiniennes correspondant à la vision au travers de l'instrument et à l'œil nu, on a :

$$\text{clarté} = \frac{e'\Sigma'}{e\Sigma}.$$

En faisant abstraction des pertes par transmission, la clarté s'exprime par le simple rapport $\frac{\Sigma'}{\Sigma}$. La section Σ' du faisceau fourni à l'œil par l'instrument ne peut qu'être inférieure, ou au plus égale à l'étendue Σ de la pupille, suivant que le cercle oculaire est inférieur, égal ou supérieur à la pupille.

---

qu'on détermine la série des éclats apparents e' suivant les zones successives. M. Blondel (*Théorie des projecteurs électriques*, Lefebvre-Ducrocq, Lille ; et Lahure, Paris) a d'ailleurs développé un mode d'exposition très général, mais nécessairement plus laborieux, qui se trouve valable pour toute distance, et tient compte, pour chaque zone, des valeurs particulières des coefficients de divergence et du coefficient de transmission.

(1) Pour les distances supérieures à 50 mètres, ou même 25 mètres, un œil normal n'a plus à accommoder (SISSINGH, *Rev. gén. des Sciences*, p. 218 ; 28 février 1903).

De là dérivent immédiatement toutes les conclusions connues relatives au microscope et aux lunettes de jour ou de nuit.

La *clarté pratique* diffère uniquement en ce que, en réalité, $e' = (0,9)^n e$, n étant le nombre des lentilles séparées qui constituent l'instrument. Donc

$$(5) \qquad \text{clarté réelle} = (0,9)^n \frac{\Sigma'}{\Sigma} \text{ [1]}.$$

En ce qui concerne le cas des objets sans diamètre apparent sensible, il suffit de rappeler que l'accroissement de clarté résulte immédiatement du fait que, à la sortie de l'instrument, le même flux lumineux se trouve condensé dans un faisceau de section G^2 fois moindre, de sorte que, à section égale, le faisceau fourni par l'instrument apporte un flux G^2 fois plus intense que le faisceau relatif à l'œil nu.

V. *Cas des images réelles* (*images projetées ou photographiques*). — Le cas de l'œil-de-chat de Cornu est exactement celui de toute lentille ou de toute combinaison diaphragmée, qui produit une image sur un écran ou sur une surface sensible.

L'élément essentiel est encore l'éclairement de l'image.

En photographie, c'est uniquement de l'éclairement E que dépend le temps de pose T, car l'impression photographique exige par unité de surface une quantité de lumière déterminée $Q = ET$, qu'on considère comme constante, du moins dans les conditions ordinaires.

La formule d'éclairement (2) résout complètement le problème [2]. Toutefois on trouve commode de la mettre sous une forme capable de faire apparaître plus explicitement les échelles de temps de pose.

Pour l'établissement de ces échelles, on est convenu officiellement de faire abstraction des pertes de lumière et de se borner au cas des objets éloignés. Par suite, p' devient la distance focale φ de l'objectif

---

(1) La clarté semble parfois, la nuit, devenir *supérieure* à l'unité. Herschell et Holden (*J. de Phys.*, 2e série, t. I, p. 153; 1882) rapportent deux observations de ce genre. La nuit, dans une lunette ou un télescope, l'heure était parfaitement visible au cadran d'un clocher, alors qu'à l'œil nu il était impossible de distinguer le clocher lui-même. Le même phénomène peut s'observer, la nuit, avec toute jumelle galiléique. N'est-ce pas simplement dû à ce que, la nuit, la monture même de l'oculaire forme un écran opaque suffisant pour que la pupille, alors si facilement extensible, se dilate encore plus que dans l'observation à l'œil nu?

(2) Elle convient également au cas des images produites par un simple trou (Moessard, *l'Optique photographique*, p. 141).

photographique. D'autre part, si d est le diamètre d'ouverture utile (1) correspondant à un diaphragme donné, on a $\Sigma = \frac{\pi d^2}{4}$, d'où

$$E = e\,\frac{\pi}{4}\left(\frac{d}{\varphi}\right)^2.$$

Cette formule démontre que l'éclairement dépend, non pas de la distance focale absolue d'un objectif, mais seulement du rapport $\frac{d}{\varphi} = \frac{1}{n}$ (objectif diaphragmé au n^e). D'où

$$E = e\,\frac{\pi}{4}\,\frac{1}{n^2}. \tag{6}$$

Par exemple, la série des temps de pose va constamment en doublant (série normale), si la progression géométrique des valeurs de n admet pour raison $\sqrt{2}$.

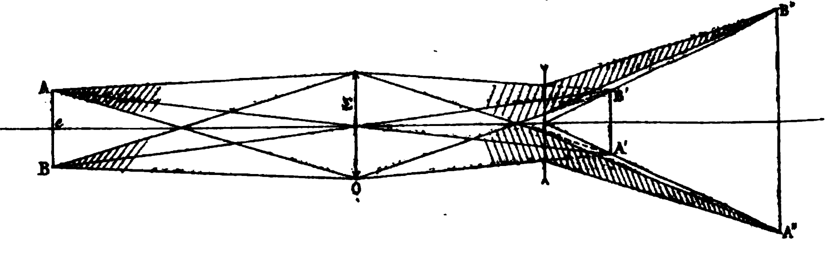


FIG. 2.

Il est facile de montrer que les combinaisons formant *téléobjectifs* peuvent être étudiées sans plus de difficulté.

Tout d'abord, les téléobjectifs usuels ayant simplement pour but de substituer à l'image ordinaire A'B' fournie par l'objectif O une image A"B" agrandie par la lentille divergente, le même flux se trouve réparti sur une image *agrandie* linéairement γ fois, et par suite devient γ^2 fois plus faible par unité de surface.

$$E_{A''B''} = e\,\frac{\pi}{4}\left(\frac{d}{\gamma\varphi}\right)^2 \quad \text{ou} \quad (7)\ E_{A''B''} = e\,\frac{\pi}{4}\,\frac{1}{\gamma^2 n^2}.$$

Le temps de pose est γ^2 fois plus long qu'avec l'objectif d'avant seul.

(1) WALLON, *Choix et Usage des objectifs photographiques*, p. 99; — *l'Objectif photographique*, p. 85.

Un *autre type* de téléobjectif, dont nous signalons d'autre part l'intérêt particulier consiste à placer en avant d'un objectif photographique O une lunette d'un type quelconque (*fig.* 1 p. 700).

L'objectif photographique, de distance focale, donne, de l'image A″B″ considérée comme objet, et ayant, aux pertes près, même éclat intrinsèque e que l'objet AB, une image a_1b_1 dont l'éclairement est, d'après (2),

$$E_{a_1b_1} = \frac{e\Sigma}{\varphi^2}.$$

Σ est l'étendue des faisceaux qui tombent sur l'objectif photographique O. Or, pour toute lunette réglée préalablement par une vue normale, l'image A″B″ est assez lointaine pour que les faisceaux qui traversent le cercle oculaire dd' (réel ou virtuel), de diamètre δ, soient très sensiblement cylindriques, par suite

$$\Sigma = \frac{\pi\delta^2}{4},$$

et

$$E_{a_1b_1} = e\,\frac{\pi}{4}\left(\frac{\delta}{\varphi}\right)^2. \tag{8}$$

L'intérêt de cette expression ressortira plus loin.

Pour ce type de téléobjectif, c'est non pas par rapport à l'image A′B′ formée par l'objectif de la lunette qu'il y a intérêt d'évaluer l'agrandissement γ, mais bien par rapport à l'image ab que donne l'objectif photographique seul.

Lorsqu'on l'envisage ainsi, l'agrandissement n'est autre que le grossissement G de la lunette, comme on s'en rendra compte d'autre part.

DÉTERMINATION, AU MOYEN D'UN APPAREIL PHOTOGRAPHIQUE, DU GROSSISSEMENT ET DU CHAMP DES LUNETTES GALILÉIQUES OU ASTRONOMIQUES (1);

Par M. E. HAUDIÉ.

I. Lorsqu'on ne dispose pas d'un théodolite ou d'une lunette micrométrique permettant d'appliquer la méthode de Gauss à la

(1) Méthode présentée à l'Exposition de la Société de Physique (Pâques 1905; Musée pédagogique).

mesure du grossissement, la seule méthode qui existe dans le cas

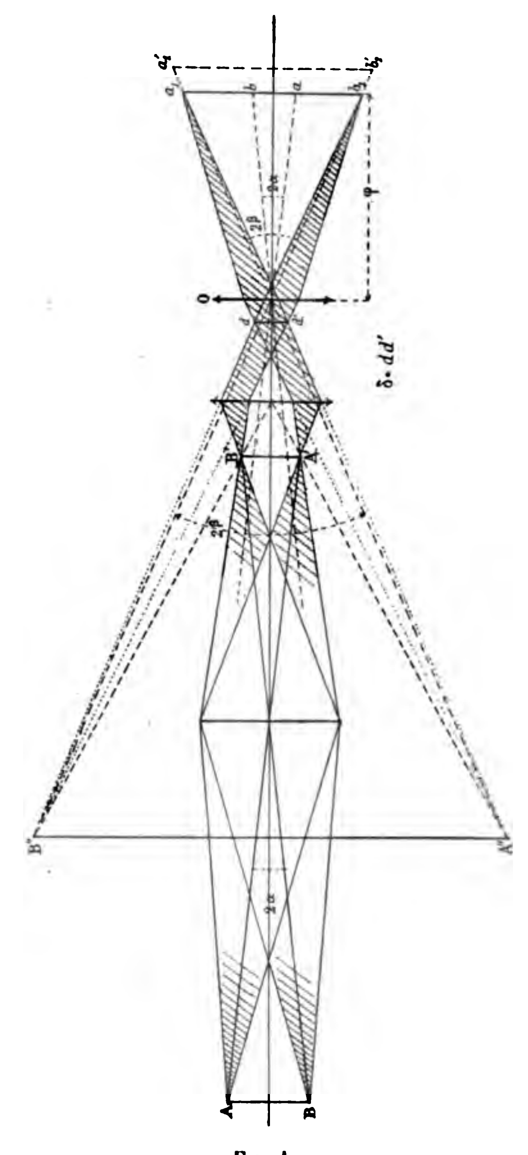


FIG. 1.

des lunettes galiléiques est celle de la *chambre claire*. Cette méthode



Cliché obtenu avec une jumelle à prismes Krauss
(diamètre du cercle oculaire 2 mm)



Cliché direct

P I E BERTHAUD, PARIS

ne donne en pratique qu'une mesure grossière et incertaine, car les images à superposer ne sont jamais également distinctes, et il est en outre difficile de s'affranchir de toute lumière diffuse. De plus, elle n'est applicable que si l'observateur possède une vue normale, et elle donne le seul grossissement nominal $G = \frac{F}{f}$.

II. Il est facile de la transformer avantageusement en substituant à l'œil un *appareil photographique*, de manière à constituer avec toute lunette (astronomique ou galiléique) un *téléobjectif*. Il suffit alors que la glace dépolie porte une échelle divisée pour qu'il devienne possible, sans chambre claire, de mesurer *successivement* et dans les mêmes conditions de netteté les deux images à comparer. L'observation ne dépend plus de la vue de la personne. En outre, ce dispositif est le seul qui permette la mesure du grossissement d'une lunette dans des conditions quelconques de mise au point.

Il n'est plus besoin d'une mire spéciale : tout objet éloigné peut convenir. A l'égard du dispositif destiné à assujettir la lunette, la forme importe peu ; il convient toutefois d'avoir à sa disposition les déplacements nécessaires pour permettre de réaliser un système total suffisamment centré. L'objectif, sans distorsion, peut être un simple rectilinéaire symétrique. La graduation sur la glace dépolie sera, par exemple, en demi-millimètres, avec une partie centrale, sur une longueur de 2 centimètres, graduée en dixième de millimètre.

III. L'image réelle, obtenue par interposition de la lunette, se trouve amplifiée par rapport à celle que donne l'objectif seul, dans le rapport même du grossissement.

Pour se placer dans les conditions précises du *grossissement nominal* $G = \frac{F}{f}$, il faut que la lunette, réglée sur un objet éloigné, soit mise au point à l'infini. Or, si l'appareil photographique a été préalablement réglé aussi sur un objet éloigné, cette mise au point de la lunette se trouve réalisée d'elle-même au moment où, après avoir agi sur la lunette seule, l'image agrandie du même objet se trouve nette sur la glace dépolie. La lecture de a_1b_1 et de ab donne immédiatement

$$G = \frac{F}{f} = \frac{a_1b_1}{ab}.$$

IV. La *précision absolue* des mesures peut, avec une loupe de

mise au point, être là même que dans la méthode du dynamomètre. Quant à la précision *relative*, elle devient d'autant plus grande que l'image ab de l'objet choisi est plus grande par rapport au diamètre du cercle oculaire.

V. L'expérience démontre que, si un œil normal met effectivement au point sans accommoder, il s'en faut toutefois qu'il reporte vraiment l'image à l'infini ; dans l'opération précédente, il est en effet toujours nécessaire d'allonger le tirage quand la lunette a été préalablement réglée par une vue normale.

Pour mesurer le *grossissement effectif* relatif à ces conditions de visée, on conserve la mise au point de la lunette, et on recule la glace dépolie jusqu'à la position qui donne une image nette $a'_1b'_1$. La distance focale de l'objectif étant φ (la mesure de φ est facile pour un rectilinéaire symétrique où les deux points nodaux sont confondus), s'il a fallu reculer la glace de ε, c'est que

$$G = \frac{2\beta}{2\alpha} = \frac{a'_1b'_1}{\varphi + \varepsilon} : \frac{ab}{\varphi}.$$

On obtient ainsi en particulier le grossissement effectif pour un myope. Mais il convient de remarquer alors que le myope, avec ses besicles, voit les objets sous un diamètre apparent $2\alpha'$ sensiblement inférieur à 2α. Il est possible de calculer le grossissement réel $\frac{2\beta}{2\alpha'}$ en communiquant la même myopie à l'objectif photographique, c'est-à-dire en l'armant, lors de l'observation de ab, d'un des verres du myope, placé sensiblement à la distance correspondante. Dans l'expression précédente, φ se trouve alors remplacé par une longueur plus grande φ'.

VI. Bien que le système optique des lunettes ne *soit pas achromatisé* pour les rayons chimiques, on obtiendra néanmoins, en quelques secondes, un *cliché* d'une netteté très satisfaisante à l'égard de l'objet visé, à la condition essentielle de se servir d'un écran jaune formant un filtre suffisant, et de prendre de préférence les plaques « orthochromatiques » ou « panchromatiques » du commerce. Afin d'éliminer toute lumière étrangère, on relie l'oculaire de la lunette à l'objectif photographique au moyen d'un morceau de tube de caoutchouc (chambre à air de pneumatique, par exemple).

VII. L'*éclairement* de l'image amplifiée a_1b_1 est donné par l'ex-

pression (8) établie d'autre part :

$$E_{a_1 b_1} = e \frac{\pi}{4} \left(\frac{\delta}{\varphi}\right)^2.$$

a. Il ressort immédiatement de là que, pour un objectif photographique et un objet donnés, l'éclairement dépend exclusivement de δ, c'est-à-dire *dd'* ; il est *proportionnel* à l'étendue du cercle oculaire (réel ou virtuel). A *égalité* de cercle oculaire, l'éclairement et le temps de pose demeurent les mêmes, quel que soit le grossissement.

b. L'éclairement est d'autant plus faible, et la pose plus longue, que φ est plus grand. Il convient, pour un cercle oculaire, de 3 millimètres par exemple, de ne pas dépasser sensiblement les valeurs de φ qui correspondent au format 9×12 (12 à 15 centimètres).

VIII. Comme, à l'égard des faisceaux utilisés, le véritable diaphragme est le cercle oculaire, il n'y a pas lieu, *a priori*, de diaphragmer l'objectif photographique O.

a. Dans le cas d'une lunette astronomique, la position *naturelle* à donner à O est celle qui permet de faire correspondre le plan de son diaphragme avec le cercle oculaire transformé par la lentille d'avant de l'objectif. Il est le plus souvent possible de rapprocher O jusqu'à cette position ; on la reconnaît à ce que le diaphragme de l'objectif possède alors les propriétés du cercle oculaire : la réduction progressive du diaphragme a pour seul effet d'affaiblir l'éclairement de l'image, sans diminuer le champ. Dans ces conditions, le cercle éclairé représente exactement le *champ* apparent 2β de l'instrument.

S'il n'est pas possible d'atteindre cette position même, on peut cependant être assuré d'avoir encore le *champ entier* pour les positions un peu plus éloignées, telles qu'on puisse commencer à réduire le diaphragme de l'objectif, sans que le champ commence immédiatement à décroître.

La méthode actuelle permet donc, en même temps, une *détermination rapide* du champ 2α de la lunette, sans avoir besoin d'aucun cercle divisé.

b. Dans le cas d'une lunette galiléique, le champ total, qui comprend alors, comme on sait, une pénombre périphérique, est naturellement variable avec l'ouverture et la distance de l'objectif O Pour obtenir le champ relatif à des conditions données de vision, il

faut assigner à l'objectif une position et une ouverture correspondantes à celles de la pupille.

En ce qui concerne le champ de *pleine lumière*, la connaissance exacte de G permet de le calculer, car au moyen de G on obtient aisément la dimension et la distance du cercle oculaire.

IX. La détermination numérique simple de G fournit un moyen commode de connaître sensiblement la distance focale *f* d'un oculaire composé ou d'un oculaire divergent, puisqu'elle permet de remplacer cette mesure par la mesure correspondante de F, qui est beaucoup plus aisée.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XVI, n° 1; 1905.

M. EINTHOVEN. — Ueber eine neue Methode zur Dämpfung oszillierender Galvanometerausschläge (Méthode nouvelle pour amortir les élongations d'un galvanomètre à vibrations). — P. 20-32.

Un condensateur est mis en dérivation sur les bornes du galvanomètre. En choisissant une valeur convenable pour la capacité de ce condensateur, on arrive à régler l'amortissement tel que les élongations soient presque à la limite d'apériodicité.

M. Lamotte.

Cl. SCHÆFER. — Ueber die selektive Eigenschaften von Resonatorengittern (Propriétés sélectives des réseaux de résonateurs). — P. 106-115.

D'après Planck, l'absorption produite par un réseau de résonateurs doit dépendre de la *densité* des résonateurs, c'est-à-dire de leur nombre par unité de volume.

Quand le réseau est formé d'un petit nombre de résonateurs (6 à 10), on obtient par l'expérience une courbe d'absorption tout à fait symétrique par rapport au maximum. L'absorption croît un peu avec le nombre des résonateurs, sans que le maximum se déplace.

On peut comparer les courbes d'absorption à deux réseaux A et B, le premier formé d'un nombre relativement grand de résonateurs,

(de 20 à 70), le deuxième obtenu en réduisant dans un rapport donné l'écartement de ces résonateurs.

On trouve que les maximums des deux courbes sont déplacés l'un par rapport à l'autre. La théorie de Planck exige que ce déplacement se produise du côté des grandes longueurs d'onde quand la densité des résonateurs augmente. En fait, on peut réaliser des cas où le déplacement a lieu dans un sens ou dans l'autre et même où ce déplacement est nul.

Le rapprochement des résonateurs exerce sur la position du maximum deux actions de sens contraire, qui, suivant les circonstances, sont l'une ou l'autre prépondérantes ou se compensent.

La période du système de résonateurs est proportionnelle à la racine carrée de la self-induction et de la capacité. Considérons un système de deux résonateurs seulement : s'ils sont bout à bout, la capacité de chacun augmente ; la période de l'ensemble est plus longue que celle de chacun des éléments ; le maximum d'absorption est rejeté du côté des grandes longueurs d'onde.

Si les deux résonateurs sont disposés parallèlement l'un à l'autre, la capacité de l'ensemble est diminuée, la self-induction est augmentée, et on ne peut plus dire *a priori* dans quel sens la période sera modifiée. En général, l'expérience prouve qu'elle est diminuée et par conséquent le maximum rejeté vers les petites longueurs d'onde. La loi de Beer, d'après laquelle il y aurait proportionnalité entre le coefficient d'absorption et la densité, ne se vérifie donc pas.

Ce résultat n'infirme pas la théorie de Planck, mais indique seulement que les hypothèses restrictives introduites par Planck ne sont pas réalisées : à savoir que la distance moyenne de deux résonateurs est grande vis-à-vis des dimensions d'un résonateur, et la longueur d'onde, en même temps, grande par rapport à cette distance.

M. Lamotte.

P. DRUDE. — Rationelle Konstruktion von Teslatransformatoren (Construction rationnelle des transformateurs Tesla). — P. 116-134.

La différence de potentiel entre les pôles du secondaire d'un transformateur Tesla est une fonction :

$$V_2 = \frac{1}{4} \rho F \sqrt{\frac{C_1}{C_2} \frac{L_{21}}{L_{12}}},$$

où ρ est un coefficient dépendant du décrément moyen $\frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2)$ et du coefficient de liaison k^2 des deux circuits; F, la différence de potentiel explosive dans le circuit primaire; C_2, la capacité du secondaire; C_1, celle du primaire; $\frac{L_{12}}{L_{21}}$, un rapport plus grand que 1 dépendant de k^2 et des dimensions de la bobine secondaire.

S'il ne se produit pas d'aigrettes, on peut admettre que $\gamma_2 = 0$; quant à γ_1, il est indépendant de C_1 et de L_1, si le condensateur est convenablement construit et la longueur de l'étincelle bien choisie.

En supposant $\gamma_1 + \gamma_2$ constant, ρ ne dépend que de k^2. Ce coefficient k^2 est fonction des rapports $\frac{h}{2r}$, $\frac{r}{r_1}$, $\frac{\rho_1}{r_1}$, en appelant h la hauteur totale de la bobine, r son rayon, r_1 le rayon du circuit primaire, ρ_1 le rayon du fil primaire. $\frac{L_{12}}{L_{21}}$ dépend aussi de ces rapports. La capacité C_2 est fonction seulement de $\frac{h}{2r}$, quand il n'y a pas d'antenne: à vrai dire, elle dépend aussi du pas de la bobine et de la grosseur du fil, mais assez peu pour qu'on en fasse abstraction dans une première approximation.

La différence de potentiel V_2 sera d'autant plus grande que l'énergie primaire $2F^2C_1$ sera plus grande; mais la valeur de C_1 est limitée en pratique par la puissance de la source d'électricité. Nous regarderons donc C_1 comme donné. Il restera à déterminer par l'expérience pour quelle valeur de $\frac{h}{2r}$ V_2 est maximum, les autres caractéristiques étant supposées invariables.

Cette détermination se fera en comparant l'action d'un circuit primaire invariable sur différents secondaires dont le rayon r et la période propre sont les mêmes et qui diffèrent par leur hauteur. On approche de l'extrémité du fil de la bobine un tube raréfié et on cherche la distance a pour laquelle le faisceau cathodique traverse encore juste le tube. D'autre part, on détermine aussi la valeur de k^2 pour le système des deux bobines, lorsque la bobine secondaire est placée symétriquement dans la primaire.

On trouve que la bobine qui donne le maximum d'effet possède une valeur de $\frac{h}{2r}$ plus grande que celle qui correspond au coefficient de liaison k le plus fort. S'il se produisait de fortes aigrettes, la

valeur de $\frac{h}{2r}$ la plus favorable serait un peu plus petite que dans les expériences actuelles, où les aigrettes sont très peu intenses.

L'expérience vérifie que le coefficient de liaison k dépend des rapports de h, r, r_1, ρ_1, mais est indépendant du nombre total n des spires.

Pour réaliser de forts coefficients de liaison, on est conduit à employer de larges bobines de gros fil, c'est-à-dire à augmenter r et ρ_1.

La différence de potentiel maximum aux barres du secondaire est proportionnelle à la racine cubique du rapport $C_1 : g$ de la capacité primaire au pas de la bobine : il y a donc avantage à diminuer g.

La capacité de la bobine secondaire est approximativement :

$$C = 0{,}342 r f^2 \varphi \sqrt{\frac{h}{2r}},$$

où φ est un coefficient dépendant de $\frac{h}{2r}$ dont les valeurs ont été données dans un mémoire précédent, et où $2f = \frac{\lambda_2}{2\pi r n}$.

Enfin :

$$V_2 > \frac{1}{2} \rho F n \sqrt{\frac{r}{\pi r_1 \left(\log 8 \frac{r_1}{\rho_1} - 2\right) 0{,}342 \varphi \sqrt{\frac{h}{2r}}}}.$$

V_2 ne devient notablement supérieur à F que si n dépasse plusieurs centaines.

M. Lamotte.

H. HAUSRATH. — Eine allgemeinte verwendbare Differential-methode zur Messung kleiner Widerstände (Méthode différentielle générale pour la mesure des petites résistances). — P. 134-148.

Cette méthode est une modification de la méthode du galvanomètre différentiel, décrite par Kohlrausch.

Sur le circuit principal sont insérées en série la résistance à mesurer et la résistance de comparaison : les extrémités de la première sont reliées chacune à l'une des bornes des deux enroulements différentiels. La résistance de comparaison est formée de deux branches parallèles, sur lesquelles se déplacent les contacts reliés aux deux autres bornes du galvanomètre ; ces deux fils sont en dérivation sur une

faible résistance

$$\left(\text{de } \frac{1}{10}, \frac{1}{100} \text{ ou } \frac{1}{1000} \text{ ohm}\right).$$

M. Lamotte.

H. ZAHN. — Ueber die transversalen galvanomagnetischen und thermomagnetischen Effekte in verschiedenen Metallen (Sur les effets transversaux galvano et thermomagnétiques dans divers métaux). — P. 148-154.

Dans le platine, l'iridium, le palladium, le cuivre, l'argent, le zinc, le laiton et le maillechort, le coefficient de Hall et le coefficient thermomagnétique ont le même signe. Les coefficients galvano et thermomagnétique sont de signe contraire dans l'acier ; dans les autres métaux, les valeurs du coefficient thermomagnétique sont trop faibles pour qu'on puisse vérifier la loi. Il est à remarquer que l'iridium a des coefficients de signe contraire à celui des autres métaux de la famille du platine.

M. Lamotte.

R. GANS et H. WEBER. — Was bleibt in einen permanenten Magneten konstant? (Qui est-ce qui reste constant dans un aimant permanent?). — P. 172-178.

Si la perméabilité d'un barreau d'acier est considérée comme constante quand on fait varier la résistance magnétique extérieure, la constance de l'aimantation entraîne celle de la force magnétomotrice.

M. Lamotte.

R.-H. WEBER. — Experimentaluntersuchungen zur Frage : Was bleibt in einen permanenten Magneten konstant? (Recherches expérimentales sur la question : qui est-ce qui reste constant dans un aimant permanent?) — P. 178-187.

Le circuit magnétique d'un aimant en fer à cheval est complété par deux pièces polaires, qui laissent entre elles une fente étroite dont on maintient la largeur invariable. D'autre part, on peut écarter ces pièces polaires des extrémités de l'aimant, et produire ainsi deux entrefers de largeur variable. On mesure par la méthode balistique le flux dans l'entrefer principal.

La force magnétomotrice reste sensiblement constante quand les variations du champ produites par une diminution de la résistance magnétique ne dépassent pas 15 0/0. Pour des variations plus

grandes, cette constance est probable, mais les expériences ne permettent pas de l'affirmer. On ne constate pas d'hystérésis. Le flux d'induction extérieur n'est pas constant quand l'aimant n'est pas saturé.

M. LAMOTTE.

T. XVI, n° 2; 1905.

E. RIECKE. — Untersuchungen über Entladungserscheinungen Röhren (Expériences sur les phénomènes de décharge dans les tubes de Geissler). — P. 282-307.

La distance du sommet de la colonne de lumière positive à la cathode croît avec l'intensité de la décharge, d'abord assez lentement, puis de plus en plus rapidement, surtout quand la pression est assez grande.

Si on construit les courbes représentant la variation de cette distance avec la différence de potentiel, on trouve que ces courbes admettent une enveloppe.

La distance entre la limite intérieure de la lumière négative et la cathode augmente avec l'intensité du courant quand la pression reste invariable. Le produit de cette distance par la pression est constant et égal environ à 0,1538.

Ce résultat est en contradiction avec celui d'Ebert, ce qui provient sans doute de la différence dans les conditions expérimentales.

L'épaisseur δ de la première couche lumineuse qui recouvre la cathode est liée à la pression, par une équation de la forme :

$$\delta p^{0,902} = 0,124.$$

La longueur de la première stratification positive, d'abord à peu près constante, croît très rapidement quand l'intensité diminue.

Le diamètre de la lumière positive croît avec la pression et avec l'intensité du courant.

M. LAMOTTE.

H. WOMMELSDORF. — Vereinfachtes Verfahren zur Herstellung vielpoliger Kondensatormaschinen, eine Methode zur Berechnung derselben sowie eine Hochfrequenzkondensatormaschine (Procédé simplifié pour construire les machines à condensateur avec pôles multiples; méthode pour les calculer; machine à condensateur de haute fréquence). — P. 334-349.

Tous les secteurs portés par un plateau et qui, à un moment quelconque, occupent des positions homologues par rapport aux pôles et

sont électrisés dans le même sens, sont réunis métalliquement. Par suite, le nombre des balais reste le même, quel que soit celui des pôles.

On peut déterminer le nombre de pôles qui donnera le débit le plus grand à l'aide des courbes qui représentent ce débit en fonction de l'écartement angulaire des inducteurs ([1]).

Pour obtenir le maximum d'effet, il importe de charger les secteurs à un potentiel très élevé, et il conviendrait que les secteurs fussent complètement noyés dans l'isolant, au lieu d'être collés seulement sur la surface du plateau.

En intercalant, entre les pôles d'une machine à condensateur construite d'après ces principes, le primaire d'un excitateur, on obtient un transmetteur simple pour la télégraphie sans fil.

M. LAMOTTE.

C. CHRISTIANSEN. — Ueber den Zusammenhang zwischen Oberflächenspannung und Potentialdifferenz (Sur la relation entre la tension superficielle et la différence de potentiel au contact). — P. 382-397.

Les expériences ont vérifié la loi de Gouy, d'après laquelle la tension superficielle à la séparation d'un électrolyte et d'un amalgame étendu ne dépend que de la différence de potentiel et non de la nature de l'amalgame. Mais l'auteur regarde comme peu probable que, d'une manière générale, la tension superficielle ne soit fonction que de la différence de potentiel, comme l'admet Lippmann.

M. LAMOTTE.

G. SCHMALTZ. — Ueber den Einfluss der Magnetisierung auf die thermische Leitfähigkeit des Nickels (Influence de l'aimantation sur la conductibilité calorifique du nickel). — P. 398-406.

La conductibilité calorifique du nickel subit dans un champ magnétique de 1200 unités une diminution totale de 5 0/0 environ, suivant la direction parallèle aux lignes de force.

Les mesures ont été effectuées par une méthode dérivée de celle de Sénarmont et qui paraît échapper aux objections de Lafay relatives à l'influence des courants d'air.

M. LAMOTTE.

(1) Cf. *J. de Phys.*

T. XVI, n° 3 ; 1905.

R. GANS. — Zur Elektrodynamik in bewegten Medien (Électrodynamique dans les milieux en mouvement). — P. 516-535.

E. GUMLICH. — Versuche mit Heuslerschen Mangan-Aluminium-Kupfer-Legierungen (Expériences sur les alliages manganèse-aluminium-cuivre de Heusler). — P. 535-551.

La composition des deux échantillons soumis aux expériences était la suivante :

	Cuivre	Manganèse	Aluminium	Plomb
I.	61,5 0/0	23,5	15	0,1
II.	67,7	20,5	10,7	1,2

L'induction atteinte dans un champ de 150 unités est plus grande pour l'alliage I que pour l'alliage II ; mais la perméabilité de ce dernier est notablement plus grande, ce qui tient à la grande force coercitive de l'alliage I.

La courbe d'aimantation n'est pas modifiée d'une manière sensible après que les alliages ont été maintenus pendant dix heures à la température de l'air liquide. Une chauffe de neuf heures à 79°, suivie d'une autre de vingt-sept heures à 110°, ne provoque pas de modification des propriétés magnétiques de l'alliage I, tandis que l'induction maximum, la force coercitive, l'aimantation rémanente et la perméabilité maximum de l'alliage II éprouvent une augmentation sensible.

Les échantillons ont été chauffés ensuite à 110° pendant cinq cent quarante-quatre heures, au cours desquelles on a déterminé à plusieurs reprises leurs constantes magnétiques, puis de nouveau à 165° pendant soixante-six heures et à 110° pendant cent trente-quatre heures.

L'induction maximum augmente régulièrement pendant la chauffe à 100°, de même l'aimantation rémanente R. Mais la force coercitive C augmente d'abord sous l'influence de l'élévation de température, puis décroît de nouveau et tombe même au-dessous de sa valeur primitive. La perméabilité est liée à l'aimantation rémanente et à la force coercitive par une relation de la forme :

$$\mu_{max} = a\,\frac{R}{C},$$

où a est une fonction de la force coercitive. Ce coefficient a est dans le cas actuel à peu près égal à 0,67.

La perte d'énergie due à l'hystérésis croît avec la durée de chauffe, mais d'une manière assez irrégulière, et on ne peut trouver de formule pour la représenter d'une manière satisfaisante.

La force coercitive de l'alliage I est comparable à celle de la fonte de bonne qualité ; la force coercitive de l'alliage II, à celle d'un excellent acier fondu.

La perméabilité maximum des deux alliages dans leur état initial est à peu près celle d'une bonne fonte, mais croît après le vieillissement, jusqu'à atteindre dans les cas les plus favorables celle d'un acier médiocre. Mais la perméabilité décroît rapidement quand l'induction augmente.

Chauffés à 165°, les deux alliages perdent une bonne partie de leurs qualités magnétiques : ils se refont, mais seulement en partie, par un recuit à 110°.

Ils présentent une viscosité magnétique très marquée et se dilatent par l'aimantation. Mais, après cette dilatation, il se produit une contraction progressive qui peut amener, au bout de quelques jours, le barreau à une longueur moindre que sa longueur primitive.

K. KLÜPFEL. — Untersuchung des Ueberganges elektrischer Ströme zwischen Flüssigkeiten und Gasen (Recherches sur le passage des courants électriques entre les liquides et les gaz). — P. 574-588.

Les quantités d'électrolyte décomposées obéissent à la loi de Faraday : les anomalies apparentes sont dues à des réactions secondaires, à la formation de l'ozone par exemple.

G. HASENÖHRL. — Zur Theorie der Strahlung in bewegten Körpern; Berichtigung (Théorie du rayonnement dans les corps en mouvement. Rectification). — P. 589-593.

T. XVI, n° 4; 1905.

H. GREINACHER. — Ueber die Ursache des Voltaeffekts (Sur l'origine de l'effet Volta). — P. 708-735.

Au moyen de substances radio-actives, on rend conducteur l'air entre deux plaques métalliques parallèles. L'ensemble est alors équi-

valent à une pile. L'une des plaques est reliée au sol, l'autre à l'une des paires de quadrants d'un électromètre et compense la force électromotrice du système par une dérivation prise sur le circuit d'une batterie d'accumulateurs, branchée d'une part sur la deuxième paire de quadrants, d'autre part sur le sol. Ou bien l'une des paires de quadrants est reliée au sol, l'autre à la première plaque, la seconde plaque communiquant avec l'une des bornes de la dérivation.

La différence de potentiel mesurée dépend de l'écartement des plaques, et elle n'est pas la même pour le même écartement, suivant que la distance des plaques est croissante ou décroissante. Ce phénomène tient vraisemblablement à une modification superficielle des plaques. La différence de potentiel croît d'abord quand on augmente la distance des plaques, puis diminue rapidement d'abord, plus lentement ensuite ; elle passe par un maximum pour une certaine distance. Cette variation est due aux variations de la résistance comprise entre les deux plaques.

Ces variations s'expliquent par les propriétés des ions ; le courant est transporté par les ions ; mais, quand la distance des plaques a une certaine valeur, il arrive que les ions se recombinent avant d'avoir parcouru toute cette distance.

Pour la même distance des plaques, le bromure de radium fournit une différence de potentiel plus petite que le radiotellure : c'est que l'ionisation, et par suite la conductibilité de l'air, est plus grande et se communique à l'air ambiant : il y a déperdition.

La différence de potentiel dépend également de l'état de la surface des métaux et varie, dans un sens ou dans l'autre, à chaque polissage.

Lorsque les plaques sont enfermées dans un récipient de verre contenant de l'anhydride phosphorique pour éliminer la vapeur d'eau adhérente à la surface du métal, la force électromotrice subit une diminution considérable, et est annulée pratiquement quand le métal est oxydable. Au contraire, la diminution est insensible si le métal est l'argent ou le platine.

Il faudrait en conclure que la différence de potentiel au contact des métaux n'est qu'apparente et due à la couche d'humidité qui les recouvre.

Mais il reste une difficulté : c'est que la force électromotrice de la pile à gaz décrite ci-dessus ne subit pas de diminution sensible quand on l'amène à la température de l'air liquide. M. Lamotte.

W. SEITZ. — Die Wirkung eines unendlich langen Metallzylinders auf Hertzsche Wellen (Effet d'un long cylindre métallique sur les ondes hertziennes). — P. 746-772.

D'après cette étude mathématique, le carré moyen E_n^2 de la force électrique est nul sur la surface du fil, quand la force électrique lui est parallèle, sauf sur un fil de platine de $0^{cm},0002$ de rayon : dans ce dernier cas, elle est réduite aux 38,5 0/0 de sa valeur primitive.

Cette valeur moyenne de E^2 varie avec la distance comptée à partir du fil, suivant des lois analogues pour tous les fils, excepté pour les fils extrêmement fins ; mais les lois quantitatives sont différentes.

Elle est la même en arrière et en avant du fil, dans la direction de propagation des ondes ; mais, latéralement, elle est différente. A ce point de vue, un fil extrêmement fin agit d'une manière un peu différente.

Quand l'arc du fil est perpendiculaire à la force magnétique, sur la direction de propagation des ondes, les composantes radiale et tangentielle sont nulles ; latéralement, la composante tangentielle reste infiniment petite, tandis que la composante radiale est renforcée.

Dans le premier cas, l'action du fil se fait sentir à plusieurs longueurs d'onde de distance ; dans le second cas, elle disparaît à une très petite distance.

M. Lamotte.

E. DORN. — Heliumröhren als Indikatoren für elektrische Wellen (Tubes à hélium comme indicateurs d'ondes électriques). — P. 784-788.

Ces tubes à hélium ont une sensibilité supérieure à celle des tubes de Warburg (avec du sodium électrolytique) ; leur éclat est suffisant pour qu'ils soient visibles même à une lumière du jour modérée ou à la lumière artificielle.

Les formes les plus commodes sont :

1° Le tube de Plücker, à partie centrale capillaire, avec une ou deux électrodes : est moins sensible (pression 3 à 5 millimètres) ;

2° Un tube cylindrique de 20 centimètres de longueur, $1^{cm},1$ de

diamètre, à parois minces, avec une électrode : c'est le plus sensible de tous.

Les tubes à néon et à crypton sont très sensibles ; mais leur éclat est beaucoup moindre.

M. LAMOTTE.

G. KUCERA. — Eine Bemerkung zur Arbeit des Hrn. R. Feustel : Ueber Kapillaritäts Konstanten (Remarque sur le travail de M. R. Feustel : Constantes capillaires..., etc.). — P. 789-791.

T. XVI, n° 2 ; 1905.

F. BRAUN. — Ueber metallische Gitterpolarisation, insbesondere ihre Anwendung zur Deutung mikroskopischer Präparate (Sur la polarisation par les réseaux métalliques, et en particulier son application à la détermination des préparations microscopiques). — P. 238-277, 3 planches hors texte en couleurs.

Dans une précédente communication ([1]), l'auteur a décrit les phénomènes que présentent, en lumière transmise, les couches minces métalliques obtenues par pulvérisation d'un fil au moyen de la décharge. Leur examen en lumière réfléchie a également montré que les vibrations parallèles aux traits sont plus fortement réfléchies que les vibrations perpendiculaires. L'emploi d'une lame mince de gypse (rouge du premier ordre) a révélé entre les deux sortes de vibrations une différence de phase toujours de sens contraire à celle que donnerait la double réfraction. On a donc affaire, d'après l'auteur, à un véritable effet de réseau, et non à une double réfraction par la couche métallique.

Examen des préparations organiques colorées par des métaux. — L'auteur a examiné des coupes de bois de pin parallèles aux fibres et imprégnées de chlorure d'or. On observait en lumière naturelle avec un nicol analyseur.

En lumière sensiblement homogène, l'aspect de la préparation change avec la direction des vibrations incidentes, et le changement est plus marqué en lumière rouge qu'en lumière bleue ; des observations faites en éclairant la préparation au moyen des différentes régions d'un spectre réel ont montré que la netteté du phénomène diminue en même temps que la longueur d'onde de la lumière, conformément à ce que l'on doit attendre d'un phénomène de polarisation par réseau.

([1]) Ce vol., p. 530.

Les observations en lumière réfléchie, quoique très délicates, sont possibles moyennant un réglage minutieux et des précautions convenables dans la préparation des coupes (le mémoire donne sur ces points des renseignements détaillés ; les changements d'intensité avec l'orientation des vibrations sont moins nets qu'en lumière transmise, mais on a constamment observé que, soit en lumière à peu près homogène, soit en lumière blanche, les aspects de la préparation, examinée par transparence et par transmission, sont exactement complémentaires, quelle que soit la direction des vibrations.

En disposant la préparation, collée au baume sur une très mince lamelle de mica, au centre du réservoir d'un petit thermomètre à air muni d'un manomètre à toluène, et projetant sur elle l'image d'un arc (le faisceau, filtré à travers des écrans de Miethe, traversait un nicol), on constate que l'indication du thermomètre change lorsqu'on tourne le nicol de 90° ; la différence observée donne une indication nette sur la variation de l'absorption avec la direction de vibration; les vibrations parallèles aux fibres sont plus fortement absorbées que les vibrations perpendiculaires ; l'absorption est plus forte dans le rouge que dans le bleu.

En résumé, les considérations suivantes permettent d'appliquer les phénomènes présentés par une préparation organisée colorée métalliquement à la détermination d'une structure ultramicroscopique en réseau : la préparation a une couleur propre, qui n'est pas la même en lumière transmise et en lumière réfléchie ; l'aspect change quand la direction des vibrations change, et c'est en lumière transmise que le changement est le plus net ; la préparation possède une biréfringence faible ; elle présente des phénomènes de réseau de Hertz, c'est-à-dire, par endroits, des variations d'intensité correspondant au changement d'orientation des vibrations ; les traits des réseaux se trouvent dans les parois des vaisseaux, auxquels ils sont parallèles. Si l'observation en lumière transmise laissait place au doute, l'observation en lumière réfléchie déciderait la question.

Pour voir si les effets observés pouvaient s'expliquer par une couleur superficielle de la préparation, l'auteur a étudié un certain nombre de substances présentant cette particularité ; les résultats ont été tout différents.

En revanche, ils ont été les mêmes, en gros, avec des préparations colorées à l'argent et au palladium. Enfin l'auteur a réussi à reproduire, avec des pulvérisations métalliques, les aspects complémen-

taires par transmission et par réflexion, et reconnu par une étude systématique que les variations d'aspect dues à un changement d'orientation de la vibration sont d'autant plus nettes que l'on s'éloigne davantage des conditions favorables à la double réfraction par le métal.

L'identité de l'ensemble des phénomènes présentés par les pulvérisations métalliques et les préparations organisées colorées par des métaux semble indiquer que, dans ces dernières, on a sûrement affaire à des réseaux de Hertz, et non à une combinaison organométallique biréfringente ou à couleur superficielle.

P. Lugol.

F. BRAUN. — Einige Beobachtungen, die sich auf künstliche Doppelbrechung beziehen (Quelques observations qui se rapportent à la double réfraction artificielle). — P. 278-281.

Ces observations se rapportent à des expériences tentées avec plus ou moins de succès dans le but de réaliser avec des corps naturellement monoréfringents des systèmes biréfringents [1].

1. Une couche de 1 millimètre d'épaisseur environ, formée de brins rectilignes de coton de verre, se comporte comme une lame biréfringente dans l'air et dans le méthane dichloré ($n = 1,74$) ; dans l'huile de cèdre ($n = 1,51$), la biréfringence a presque disparu.

2. On plonge une lame de verre une vingtaine de fois alternativement dans une solution très étendue de collodion ($n = 1,517$) et une solution alcoolique de résine d'aloès ($n = 1,56$), en laissant sécher entre deux immersions ; on découpe la pellicule stratifiée en carrés de 1 centimètre de côté ; on superpose 30 de ces carrés, et on a en lumière convergente la croix du spath ; on en superpose 80 (environ 3000 couches dans 1 millimètre d'épaisseur), et on a le premier anneau ; une couche de collodion pur de même épaisseur ne donne rien.

3. On plonge dans l'eau, jusqu'à ce qu'elles soient molles, des plaques ordinaires de gélatine (séchées sur des fils croisés en losanges) ; on découpe des losanges avec les ciseaux, on plonge dans l'alcool méthylique, et on empile de 5 à 8 losanges entre deux plaques de verre, en les orientant de la même manière ; on a entre

[1] Voy. *Phys. Zeitschr.*, t. V, p. 199 ; 1904.

nicols croisés la croix et les anneaux des biaxes. Si l'on a eu la précaution de choisir des portions optiquement régulières et si on les oriente optiquement en les superposant, on voit, avec 15 lamelles, les isochromatiques séparés en deux courbes ; avec une préparation de $2^{mm},8$ d'épaisseur, on a des anneaux aussi larges qu'avec une plaque d'apatite moitié moins épaisse, ou une plaque de spath de $0^{mm},1$.

P. Lugol.

Felix KAEMPF. — Grösze und Ursache der Doppelbrechung in Kundtschen Spiegeln und Erzeugung von Doppelbrechung in Metallspiegeln durch Zug (Grandeur et cause de la biréfringence dans les miroirs de Kundt, et production de la biréfringence par traction dans les miroirs métalliques). — P. 308-333.

Les miroirs sont obtenus par pulvérisation cathodique dans le vide. On mesurait la biréfringence aux différents points d'un miroir de platine en rendant rectiligne, au moyen d'un mica de faible différence de marche, la lumière elliptique transmise par le miroir. L'épaisseur traversée était déduite de mesures de l'intensité de la lumière transmise et de la lumière réfléchie, en acceptant les valeurs données par M. Drude pour l'indice et le coefficient d'absorption du platine. Les nombres obtenus présentant des écarts qui ont atteint jusqu'à 20 et 30 0/0, le nombre donné comme différence des indices du platine dans la lumière verte, soit 0,29, ne doit être accepté que comme une indication.

L'auteur attribue cette biréfringence à une déformation mécanique subie par les particules projetées avec violence sur la plaque de verre servant de support au miroir ; il a réussi à produire une biréfringence analogue sur des miroirs (obtenus par pulvérisation d'une lame) qui ne la présentaient pas, et à l'augmenter chez ceux qui la présentaient, en exerçant une traction convenable ; la biréfringence donnée au verre par la traction était naturellement compensée.

P. Lugol.

A.-S. KING. — Ueber Emissionsspektra von Metallen im elektrischen Ofen (Spectres d'émission des métaux dans le four électrique). — P. 360-381.

Pour avoir des spectres dus à la seule action de la température, on a repris la méthode indiquée par Liveing et Dewar [1] :

1° Les vapeurs métalliques sont produites dans un tube de charbon horizontal (charbon à mèche creusé, de $0^{cm},5$ de diamètre intérieur), protégé contre le rayonnement et l'oxydation par une enveloppe en charbon dont il est isolé par de l'amiante ; ce tube constitue le pôle + d'un arc dont le pôle — est une tige verticale de charbon placée au-dessous de son milieu ; des mesures d'émission fixent à 2500° abs. environ la température du four au voisinage de la génératrice inférieure. Le tube est prolongé hors de son enveloppe par deux tubes d'amiante que l'on peut fermer par des plaques de quartz ;

2° Un tube de charbon de 1 centimètre de diamètre intérieur, protégé par une caisse bourrée d'amiante et parcouru par un courant intense, constitue un four à résistance ; il est muni, comme le premier, de prolongements en amiante ; il se prête mieux que le premier à la formation d'une épaisse couche de vapeur uniformément chauffée.

Les spectres obtenus sont formés de nombreuses raies dont les intensités relatives sont tout autres que dans l'étincelle et dans l'arc. Il est vraisemblable que l'action de la température l'emporte de beaucoup sur toute autre influence possible (réactions chimiques par exemple), car : 1° l'introduction dans le four, déjà rempli de vapeur métallique, d'une tige de charbon donne un spectre continu sur lequel les raies brillantes disparaissent ou se renversent ; 2° le spectre, du côté du violet, ne dépasse pas $\lambda = 350\ \mu\mu$, même dans les cas où l'arc ou l'étincelle donnent des raies très voisines et très brillantes ; 3° les observations faites avec le cæsium ont montré que le maximum d'intensité se déplace vers les faibles λ, quand la température s'élève, comme dans le cas des solides.

Le four se prête très bien au développement des spectres de bandes, et révèle les moindres traces d'éléments présents, notamment les impuretés des charbons ou des corps introduits.

---

(1) *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXIV, p. 119 ; 1882 ; — et *J. de Phys.*, 2e série, t. III, p. 434 ; 1883.

La vapeur d'eau ne donne pas les raies de l'hydrogène ; elle renforce seulement certaines raies des impuretés du charbon.

Particularités : *Cæsium* (Cs^2SO^4). — Le maximum d'intensité est plus voisin du violet qu'avec l'étincelle ; mais on n'en peut rien conclure sur les températures relatives de l'étincelle et de l'arc, car, en raison des influences électriques qui s'exercent dans l'étincelle, les deux cas ne sont pas comparables.

Calcium (vapeur du métal). — Les deux raies H et K n'apparaissent qu'aux températures les plus élevées, et toujours faiblement. *g* est renversée et possède une dissymétrie qui la fait paraître déplacée ; son pouvoir absorbant (examiné en lançant à travers le tube la lumière d'un arc contenant du calcium) est très supérieur à celui des autres raies. Spectre de bandes très brillant dans le rouge. Bandes nouvelles :

369,1 μμ	faible, peu nette.
376,7	peu nette.
383,5	bords nets, pénombre vers le rouge.
389,2	— —
395,9	peu nette.

Strontium ($SrCl^2$). — Les raies 460,7 ; 421,5 ; 407,7, considérées comme homologues de *g*, H, K, se comportent de même. Bandes nouvelles :

393,7 μμ	bords nets, pénombre vers le rouge.
396,2	— —
399,2	peu nette.
401,4	—

Baryum ($BaCl^2$). — Le doublet 493,4-455,4, homologue de H et K, est toujours très faible. Bandes nouvelles :

364,6 μμ	peu nette.
369,4	—
372,5	—
376,8	—
382,2	peu nette, assez forte.
387,2	bords nets vers le rouge.
392,2	— —
396,1	— —

Cuivre (vapeur métallique). — Spectres de raies et de bandes très riches.

Fer. — Les impuretés des charbons donnent un grand nombre de

ses raies ; la présence de vapeur de fer ne modifie pas sensiblement le spectre.

Manganèse (métal ou carbonate). — Spectre très faible.

Le *mercure* et le *zinc* n'ont rien donné.

P. LUGOL.

F. BISKE. — Quartzkeilkolorimeter (Colorimètre à coin de quartz). — P. 406-409.

Un coin de quartz appliqué contre une plaque de rotation contraire est disposé entre un polariseur et un analyseur parallèles; on observe à travers ce système une source de lumière blanche. On aura une image blanche si les épaisseurs traversées sont égales, puisque les dispersions rotatoires sont exactement compensées. En déplaçant le coin dans le sens où son épaisseur augmente, et tournant l'analyseur de manière à faire toujours coïncider sa section principale avec le plan de polarisation de la lumière rouge, on fera croître la dispersion rotatoire; la couleur de mélange se modifiera graduellement jusqu'à ce que les radiations violettes en aient disparu. Une rotation de l'analyseur de 90° à partir de cette position fera alors disparaître le rouge. Comme l'intensité de chaque couleur simple peut être calculée en fonction de l'épaisseur efficace traversée et de la rotation qui en résulte, on conçoit aisément qu'un choix convenable des épaisseurs permette de faire des mesures photocolorimétriques.

P. LUGOL.

T. XVI, n°s 2 et 3; 1905.

HERMANN SCHOLL. — Photoelektrische Erscheinungen am feuchten Jodsilber (Propriétés photoélectriques de l'iodure d'argent humide). — P. 193-237 et 417-463.

On sait qu'une différence de potentiel s'établit entre deux électrodes de platine recouvertes d'iodure d'argent et plongeant dans de l'eau acidulée ou une solution d'un iodure alcalin, lorsqu'on vient à éclairer l'une d'elles (Becquerel), et que la résistance d'un haloïde d'argent sec, placé en couche mince sur une plaque de verre entre électrodes d'argent, diminue notablement sous l'action de la lumière, particulièrement des radiations bleues ou violettes (Arrhénius). Si l'on supprime la lumière, le potentiel ou la résistance reprennent

leurs valeurs initiales. Tels sont les faits dont le présent mémoire constitue une étude approfondie.

L'auteur montre d'abord que l'action de la lumière sur l'iodure d'argent humide met en liberté de l'iode, au contact de l'électrode de platine; celle-ci s'oxyde et son potentiel est modifié; mais cette dissociation n'est pas la seule cause des phénomènes. Les expériences ont été faites sur des *membranes* d'iodure d'argent d'épaisseur variable, mais toujours inférieure à $0^{mm},5$, obtenues soit en détachant la couche formée sur une anode en argent par l'électrolyse d'une solution d'iodure de potassium acidulée par l'acide iodhydrique, soit en abandonnant pendant cinq ou six mois en vase clos, à l'action de la vapeur d'iode, des lames d'argent de 1/30 de millimètre.

La membrane était scellée contre les bords d'un trou percé dans une plaque de verre qui séparait deux cuves reliées par des tubes capillaires à deux vases contenant des électrodes impolarisables (fil d'argent isolé par un tube de verre et dont l'extrémité, polie, plongeait dans une couche d'iodure d'argent floconneux recouverte d'une solution d'iodure de potassium) et munies, en plus, d'électrodes pour la mesure de la résistance de la membrane. On étudiait la variation de potentiel et de résistance dans des conditions variées : avant toute illumination ; après des durées différentes d'illumination ; enfin, après avoir mis fin à l'exposition plus ou moins longue dont on voulait étudier l'effet, on suivait la variation de la sensibilité en exposant à intervalles réguliers, et pendant très peu de temps, la plaque à la lumière.

L'allure des phénomènes, dans le détail desquels nous ne pouvons entrer, a conduit à supposer que la lumière libère des ions d'une nature spéciale qui prennent naissance non pas dans la solution, mais dans la membrane ; ces ions communiquent à la membrane la conductibilité métallique; leur formation est due aux radiations les plus fortement absorbées par l'iodure, car la lumière filtrée par une première membrane n'agit pas sensiblement sur une seconde; ces radiations sont comprises entre 430 et 370 $\mu\mu$ à peu près.

Les membranes exposées à la lumière violette deviennent beaucoup plus sensibles aux radiations moins réfrangibles (rayons excitateurs et continuateurs de Becquerel). Cette modification peut être produite d'ailleurs par toutes les radiations, mais avec une intensité de beaucoup inférieure à celle que produit la lumière violette. Elle n'est pas due à la mise en liberté de l'iode, mais est liée à une action particu-

lière de la lumière, et réversible au sens chimique du mot, car, dès que l'illumination cesse, la sensibilité de la membrane commence à rétrograder vers sa valeur normale, qu'elle atteint au bout d'un temps plus ou moins long.

L'action de la lumière violette crée vraisemblablement quelque substance sensible au vert et au rouge qui se répand rapidement dans toute la masse de la membrane et que détruisent les radiations, peu réfrangibles, car la sensibilité acquise diminue plus rapidement sous l'action de la lumière verte ou rouge qu'à l'obscurité. On se trouve amené à admettre qu'à une radiation d'intensité et de période déterminées, correspond une concentration déterminée de la substance, qui est maximum dans le violet, minimum dans le rouge ; si deux radiations agissent simultanément, la concentration d'équilibre est intermédiaire ; on obtiendra donc les effets les plus marqués en employant de la lumière violette aussi pure que possible ; on pourra également alors étudier le phénomène dans les conditions les plus simples. Ceci rappelle tout à fait les résultats obtenus par Dahms dans l'étude de la phosphorescence (1).

L'étude de l'action de la lumière violette *pure* n'a pu être faite faute d'un filtre à radiations approprié ; on a dû tourner la difficulté en faisant agir une lumière complexe, contenant à la fois du bleu et du violet ; on mettait la membrane à l'*obscurité* en arrêtant la lumière active au moyen d'une deuxième membrane d'iodure d'argent d'épaisseur convenable, qui laissait encore passer la lumière bleue. On a pu constater que l'effet de la lumière violette est appréciable à une profondeur où ne pénètre plus la lumière active, d'où l'on conclut que les ions produits par la lumière peuvent, avant d'être neutralisés, pénétrer jusqu'à une région que la lumière n'atteint pas. Ces ions ne sont pas de nature électrolytique, car un éclairage intense par la lumière violette ne modifie pas suffisamment, si même elle la modifie, la solubilité de l'iodure d'argent pour expliquer la grandeur du phénomène ; de plus, une étude théorique a montré que la mobilité de ces ions dans la membrane, déduite des variations de résistance observées au cours des expériences, est environ dix fois plus grande que celle des ions électrolytiques les plus rapides, et vingt fois environ celle des ions Ag et I dans les solutions ; on a vraisemblablement affaire à des *électrons libres*. L'interprétation du phénomène serait alors la suivante :

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 797 ; 1904.

Les électrons libérés abandonnent à leur lieu d'origine l'électricité contraire, et se propagent à la fois dans le liquide et dans la membrane, créant ainsi un double champ électrique, jusqu'à ce qu'ils soient absorbés; d'où les variations de potentiel. Mais les ions électrolytiques vont tendre à égaliser les potentiels dès que la lumière sera supprimée ; il en résulte que : 1° la régularité de la distribution des électrons pendant l'illumination fera place à une irrégularité qui déterminera une diminution de la concentration moyenne, donc une augmentation de résistance ; 2° les ions électrolytiques égaliseront les potentiels d'autant plus rapidement qu'ils seront plus nombreux, de sorte que la variation de potentiel occasionnée par la lumière diminuera d'autant plus vite que la solution sera plus étendue ; c'est ce que l'expérience a montré.

Le parallélisme de l'action photographique et de l'action photoélectrique, qui cessent toutes deux brusquement vers 431 $\mu\mu$, amène à penser qu'il se produit aussi quelques ions Ag et I, mais en si petit nombre que la solubilité n'en paraît pas augmentée. La lumière agirait alors tantôt en séparant des charges électriques vibrant avec la même période, tantôt en dissociant AgI en ions. Le parallélisme des actions de la lumière et des rayons cathodiques, qui sont des électrons négatifs, s'explique alors très bien ; il resterait à rechercher si la sensibilité aux radiations peu réfrangibles de la substance créée par la lumière dépend d'une action des rayons cathodiques.

P. Lugol.

J. STARK. — Ueber zwei Linienspektra des Quecksilbers (Sur deux spectres de raies du mercure). — P. 490-515.

Les spectres d'un arc constant et d'un courant de lueurs ont été photographiés en pointant le spectrographe sur différentes régions de l'arc et du courant. Les raies mesurées, au nombre de 330, s'étendent de $\lambda = 5889,1$ U. Å (arc) et 6152,3 (lueurs) à 3341,7 ; on a rappelé, dans les tableaux, les mesures de Kayser et Runge (arc) et celles d'Eder et Valenta (lueurs).

Le *premier spectre* est celui de l'arc. Sa composition est la même dans toutes les parties de l'arc; seule la distribution de l'intensité varie avec la région observée, l'intensité relative des raies peu

réfrangibles étant d'autant plus grande que la température moyenne est plus basse. Ce spectre apparaît lorsque la vitesse de la plupart des ions-électrons négatifs ne dépasse pas celle qui correspond à une chute de potentiel faible (dans l'arc, elle ne dépasse nulle part 8 volts) (1). On le trouve également dans la colonne anodique du courant de lueurs, dont la nature est essentiellement la même que celle de l'arc, mais avec une densité de courant et une température moyenne plus faibles, et dans la première couche cathodique, dont on attribue la luminescence aux rayons-canaux. On l'observe enfin dans la couche lumineuse négative du courant de lueurs; comme les raies correspondant à une température moyenne élevée y sont faibles, sa température doit être considérée comme inférieure à celle d'une section quelconque de l'arc.

A côté de ce spectre on trouve, dans la couche négative du courant de lueurs, un grand nombre de raies dont l'ensemble constitue le *second spectre de raies*, et dont on ne peut attribuer la production à l'élévation de la température moyenne; mais les ions-électrons y possèdent une vitesse correspondant au moins à 340 volts. Si l'on admet que les ions-électrons de 8 volts peuvent enlever à un atome de mercure un électron négatif et laisser par conséquent un ion-atome positif monovalent, les ions-électrons de 340 volts, beaucoup plus énergiques, pourront en arracher un second ou davantage, et laisser alors des ions-atomes divalents ou polyvalents; c'est à ces derniers qu'il faudrait attribuer le second spectre, les ions-atomes monovalents émettant le premier. Quant aux spectres de bandes, ils seraient dus aux recombinaisons d'ions-atomes positifs avec des électrons négatifs.

A l'appui de ces hypothèses, on peut signaler l'affaiblissement considérable du spectre de raies d'un gaz par un champ électrique transversal agissant au voisinage de la cathode, la présence constante du spectre de bandes à côté du spectre de raies, son affaiblissement et l'augmentation d'intensité relative du spectre de raies quand la température moyenne s'élève, enfin le fait que le mercure possède deux valences différentes.

L'auteur a déjà montré que les différences dans la distribution de l'intensité pour un même spectre et différentes formes de courant, ou en différentes régions d'un même courant, tiennent à des différences

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 538, et ce vol., p. 357.

dans la distribution des vitesses des particules gazeuses température électrique). La différence de structure de deux spectres différents (arc et courant de lueurs) s'explique par une différence dans l'ordre de grandeur des vitesses des ions-électrons négatifs, la vitesse étant beaucoup plus grande dans la couche négative du courant de lueurs que dans la colonne anodique, et pouvant déterminer un état de dissociation plus avancé. Il s'agit ici du courant de lueurs *constant*, car, si on le produit au moyen d'un transformateur ou d'une bobine, le spectre de la couche négative apparaît partout; or on sait que dans ce cas les parois des vases de verre se chargent négativement et se déchargent alternativement, devenant ainsi cathodes pendant un temps très court ([1]).

L'étincelle est un courant de lueurs avec colonne anodique et couche négative de très courte durée, pouvant se transformer en arc de courte durée pour une intensité de courant suffisante; il peut donc s'y former des ions-électrons à grande vitesse, par conséquent des ions-atomes polyvalents, et cela d'autant plus facilement que la phase courant de lueurs l'emporte davantage sur la phase arc; ainsi s'explique la plus grande richesse des spectres d'étincelles.

P. Lugol.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE;

T. II, n°s 1 à 5; 1905.

O.-F. TOWER. — Nombres de transport de l'acide sulfurique. — P. 1.

Noyes et Sammet ([2]) ont déterminé avec précision les nombres de transport de l'acide chlorhydrique, malgré la grande différence des vitesses de migration de l'ion H et de l'ion négatif qui l'accompagne. Il était encore plus difficile de déterminer ces valeurs pour un acide dibasique, comme l'acide sulfurique, car cet acide, en solution suffisamment concentrée, se dissocie en ions H et HSO^4 et 2H et SO^4, ce qui doit produire un changement du nombre de transport de l'anion avec la concentration.

([1]) Lewis, *Astroph. Journ.*, t. XVII, p. 258; 1903.

([2]) Noyes et Sammet, *Jour. Cam. chem. Soc.*, XXIV, p. 944; 1902.

L'électrolyse était faite dans un appareil composé de deux tubes en U réunis latéralement, et le liquide était ensuite partagé en cinq portions soumises à l'analyse. L'anode était en cadmium et la cathode en platine; on évitait ainsi la formation d'acide persulfurique et d'eau oxygénée; le sulfate de cadmium formé se dissout, et le peu de mobilité de l'ion Cd par rapport à H l'empêche de troubler les résultats.

L'électrolyse durait deux à trois heures, avec un courant d'environ $0^{amp},7$; la quantité d'électricité était mesurée par un voltamètre à argent. Le calcul de n était fait par les formules :

$$n = \frac{1}{1-p}\left(\frac{a_1 - pW_a}{s} K - pl\right) \cdot \text{ pour les portions anodiques ;}$$

$$n = \frac{1}{1-p}\left(\frac{pW_c - a_2}{s}\right) K, \text{ pour les portions cathodiques,}$$

dans lesquelles n est le nombre de transport de SO^4H^2 ; p, le poids d'acide contenu dans 1 gramme de la dissolution avant l'électrolyse ; a_1, le poids d'acide contenu dans la portion anodique après l'expérience; W_a, le poids de la portion anodique après l'électrolyse moins le poids de cadmium dissous; W_c, le poids total du liquide cathodique après l'électrolyse ; a_2, le poids d'acide avant l'électrolyse; s, le poids d'argent déposé dans le voltamètre. On a posé :

$$\frac{M(H^2SO^4)}{M(2Ag)} = \frac{1}{K}, \quad K = 2,201 \qquad \text{et} \qquad \frac{M(2H)}{M(2Ag)} = l = 0,02\,55.$$

Trois séries d'expériences à 8°, 20° et 32° ont donné pour $1000n$ les valeurs suivantes :

Concentration	1 (normale)	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{20}$	$\frac{1}{50}$
A 8° . . .	»	»	»	164,4	163,7	168,1
A 20° . . .	187,7	186,9	180,5	176,4	179,1	180,9
A 32° . . .	»	»	»	191,7	191,6	191,2

$$n = 0,1788 + 0,0011\,(t - 20°).$$

J. BOLLE et PH.-A. GUYE. — Tensions superficielles de quelques liquides organiques. — P. 38.

Complément aux déterminations de tensions superficielles déjà

faites par les auteurs pour comparer la méthode des gouttes avec celle de l'ascension capillaire aux températures élevées [1].

Les résultats obtenus par la méthode de l'ascension capillaire se rapportent aux substances suivantes : phénol, orthocrésol, métacrésol, quinoléine, isosulfocyanate de butyle, *id.* de phényle.

Ces recherches ont été également l'occasion de déterminations de densités à différentes températures, par la méthode du dilatomètre à poids. Elles portent sur le cymène, biphényle, phénol, anéthol, quinoléine, isosulfate de phényle.

On donne les formules suivantes pour le calcul des densités :

Acétate d'amyle.........	$D_t = 0{,}8748 - 0.001\,(t - 19°.3)$
Orthocrésol.............	$D_t = 1{,}0432 - 0{,}0086\,(t - 25°{,}7) - 0{,}00000043\,(t - 25°{,}7)^2$
Métacrésol..............	$D_t = 1{,}0384 - 0{,}00763\,(t - 14°.3) - 0{,}00000059\,(t - 14°{,}3)^2$
Benzophénone...........	$D_t = 1{,}0800 - 0{,}000790\,(t - 57°) - 0{,}00000012\,(t - 57°)^2$
Méthylpropylcétoxyme ..	$D_t = 0{,}9086 - 0{,}000822\,(t - 15°{,}7) - 0{,}00000063\,(t - 15°{,}7)^2$
Isosulfocyanate de butyle	$D_t = 0{,}9519 - 0{,}000944\,(t - 14°{,}9)$

Ph. KOHNSTAMM. — Sur les équations de Clausius et de Van der Waals pour la trajectoire libre moyenne et le nombre des chocs. — P. 261.

Les formules donnant la trajectoire libre moyenne l et le nombre de chocs P, dans le cas où les molécules seraient des sphères, diffèrent suivant les auteurs.

Van der Waals, puis Korteweg ont admis :

$$(1) \qquad l = \frac{v - b}{\pi n s^2}\,\frac{u}{r}, \qquad\qquad P = \frac{\pi n s^2}{v - b}\,r.$$

Clausius, puis Jäger et Boltzmann ont été conduits aux formules :

$$(2) \qquad l = \frac{v}{\pi n s^2}\cdot\frac{u}{r}\cdot\frac{1 - 2\,\frac{b}{v}}{1 - \frac{11}{8}\cdot\frac{b}{v}}, \qquad\qquad P = \frac{\pi n s^2}{v}\,r\cdot\frac{1 - \frac{11}{8}\,\frac{b}{v}}{1 - 2\,\frac{b}{v}}.$$

L'auteur pense que les formules (2) sont plus exactes et démontre que la méthode suivie par Van der Waals (corrections aux formules de Clausius) est erronée. L'erreur porte sur la signification des mots

---

(1) Guye et Perrot, *Arch. Sc. phys. et nat.*, avril 1901. — Bolle, thèse de doctorat (Genève, 1902).

« longueur de trajectoire » que Van der Waals admet comme raccourcie en passant de l'hypothèse des disques à celle des sphères, tandis que la trajectoire « moyenne » qui doit entrer en jeu n'est pas changée. Il faudrait alors conserver les formules :

$$l = \frac{v}{\pi n s^2} \cdot \frac{u}{r} \qquad \text{et} \qquad P = \frac{\pi n s^2}{v} r.$$

Mais il faut tenir compte d'un facteur que Van der Waals et Korteweg ont négligé systématiquement : la possibilité du choc de plusieurs molécules en même temps. C'est pour cela que Clausius a donné les formules (2) ; mais l'auteur, en discutant de plus près la méthode de Clausius, est conduit à une formule plus compliquée, il est vrai, mais plus rigoureuse, et dont on peut chercher à dériver l'équation d'état. Le terme correctif B disant :

$$\beta = \frac{1 - \frac{11}{8}\frac{b}{v} + B\frac{b^2}{v^2} + \ldots + N\frac{b^n}{v^n}}{1 - 2\frac{b}{v} + \frac{17}{16}\frac{b^2}{v^2} + C_1\frac{b^3}{v^3} + \ldots + N\frac{b^n}{v^n}},$$

dans laquelle n est un nombre fini.

Ph. KOHNSTAMM. — Sur l'équation d'état de Van der Waals.

L'équation d'état, telle qu'elle a été donnée par Van der Waals, a l'avantage de rendre compte au moins qualitativement des phénomènes physiques, et la discussion porte actuellement sur la valeur à donner aux coefficients. La forme que lui ont donnée Maxwell, Tait et Lorentz paraît plus conforme aux développements mathématiques, mais elle a l'inconvénient de ne pas se prêter aux interprétations physiques.

Quelque méthode que l'on emploie, si on ne néglige pas les termes d'ordre supérieur, on arrive toujours à une équation d'une forme difficile à interpréter :

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right) = \frac{RT}{v}\left(1 + \frac{b}{v}\beta\right),$$

β étant égal en première approximation à $1 + \frac{5}{8}\frac{b}{v}$, qui est d'ailleurs

une simplification du coefficient de Clausius $\frac{\frac{11}{8}\frac{b}{v}}{1-2\frac{b}{v}}$; mais, si on veut tenir compte des termes d'ordre supérieur, β prend la valeur donnée dans le mémoire précédent.

La recherche de l'interprétation physique de ce terme conduit à écrire l'équation de Van der Waals :

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)\left(vb\frac{\frac{\text{aire libre}}{\text{aire totale}}\text{ des sphères d'action}}{\frac{\text{aire libre}}{\text{aire totale}}\text{ de la surface des chocs}}\right),$$

mais il sera impossible de trouver une concordance exacte entre l'expérience et la théorie tant que la forme mathématique d'au moins deux des trois quantités : $\frac{\text{aire totale}}{\text{aire libre}}$ des sphères d'action et de la surface libre des chocs et volume libre, ne sera pas connue plus exactement.

CH.-EUG. GUYE. — Les hypothèses modernes sur la constitution électrique de la matière. Rayons cathodiques et corps radio-actifs (*suite*). — P. 158 (1).

La théorie des électrons nous rend parfaitement compte des propriétés des rayons cathodiques (électrons négatifs) et des rayons-canaux (électrons positifs ou reste chargé positivement), des rayons X (ondes électromagnétiques très courtes prenant naissance par suite de la modification de vitesse de la charge électrique).

Le calcul de $\frac{e}{m}$ nous indique bien qu'ils n'atteignent pas encore la vitesse de la lumière, pour laquelle l'inertie serait nulle, et, de plus, semble confirmer que cette vitesse ne dépend pas de la matière qui remplit le tube, ce qui est en accord avec l'hypothèse de la mise en liberté de particules constitutives primordiales.

L'observation des corps radio-actifs, tant des rayons β que des rayons α, donne des résultats identiques, ainsi que les mesures basées sur des méthodes moins précises, telles que l'étude des électrons dus

(1) Voir *J. de Phys.*, ce vol., p. 388.

à l'action de la lumière ultra-violette, de ceux émis par les électrolytes incandescents, et des résultats calculés d'après le phénomène de Zeeman.

La comparaison de la valeur de $\frac{e}{m}$ avec le rapport $\frac{E}{m_h}$ entre la charge et la masse d'un atome d'hydrogène électrolysé, nous permet de calculer $\frac{n_H}{m} = 2000$ environ. La valeur de la charge élémentaire qui constitue l'électron (atome d'électricité) est alors 3.10^{-10}U.E.S. ou 10^{-20}U.E.M. (C. G. S.). Cette quantité étant connue, on en tire $m = 0{,}54^{-27}$ gramme-masse, $m_H = 1{,}04^{-24}$, ce qui donne l'ordre de grandeur de l'électron ; ce qui, en admettant la charge répartie sur une sphère de grandeur de rayon a, donnerait :

$$a = 0{,}8\ 10^{-13} \text{ centimètres.}$$

Quant à la représentation même des atomes formés d'électrons, il importe de remarquer que la masse électromagnétique ne dépend pas seulement de la charge e, mais de la loi suivant laquelle cette charge est attribuée. Il en résulte qu'on peut admettre que la quantité d'électricité qui constitue tous les atomes équivalents est la même, mais que la répartition de cette charge est telle que l'inertie électromagnétique de l'atome est égale à sa masse atomique.

EDW.-W. MORLEY. — Note sur la quantité d'humidité laissée dans un gaz par son passage sur l'anhydride phosphorique. — P. 241.

Il résulte d'un essai portant sur 4300 litres de gaz ayant passé sur 25 centimètres cubes d'anhydride phosphorique, à raison de 2 litres à l'heure, que ce gaz contient moins de 1 milligramme de vapeur d'eau sur 40000 litres de gaz. On peut donc compter, dans les déterminations gravimétriques, d'une façon absolue sur l'état de siccité d'un gaz ayant été traité de cette façon. Mais il y a une difficulté résultant de l'humidité adhérente aux vases en verre, qui rend souvent illusoire la première précaution, quand le transvasement est fait ensuite dans un récipient qui n'a pas été desséché d'une façon irréprochable, ce qui est difficile.

SYDNEY YOUNG. — Sur les points d'ébullition de composés homologues. — P. 245.

La loi de Kopp, sur la constance de l'augmentation du point d'ébullition dans une série homologue, a dû être abandonnée, quand les vérifications ont pu porter sur un grand nombre de corps purs et de déterminations exactes.

Ces différences Δ pour deux termes se suivant immédiatement dans une série homologue diminuent au fur et à mesure que la complexité augmente.

L'auteur propose de représenter Δ par la formule :

$$\Delta = \frac{144,86}{T^{0,0148\sqrt{T}}}.$$

La vérification porte sur un grand nombre de séries, avec une discussion approfondie des résultats expérimentaux employés. Elle est en général exacte pour les termes élevés et donne des écarts sensibles pour les premiers termes; mais on peut admettre que ces termes subissent d'une façon beaucoup plus marquée l'effet des termes extrêmes de la formule. Elle est moins exacte pour les éthers, qui sont légèrement associés, que pour les hydrocarbures, et donne de grands écarts pour les corps nettement associés.

On peut admettre que les valeurs de Δ peuvent se calculer au moyen de la formule proposée avec une erreur qui dépasse rarement 1°,5 et qui est généralement inférieure à 1° pour la majorité des composés organiques contenant un ou plusieurs groupes $C—CH^2—C$.

G. ROY.

SUR LA CHALEUR DE VAPORISATION APPARENTE DES GAZ LIQUÉFIÉS;

Par M. E. MATHIAS.

Dans la théorie des fluides, les physiciens sont divisés sur deux questions : celle de *l'univariance des états saturés en équilibre* et la *question du point critique* proprement dite. Or les expériences sur la chaleur de vaporisation des gaz liquéfiés qui constituent l'objet de ma Thèse [1] et que j'ai, dans le cas de l'acide carbonique, poussées jusqu'au voisinage immédiat du point critique, ne laissent pas la place au doute quant à l'univariance des états saturés. Ne pouvant attaquer de front ces expériences, ni les expliquer dans un sens favorable, les adversaires de la théorie classique ont tourné la difficulté et récusé mes expériences en vertu d'un raisonnement spécieux. Je me propose de montrer dans ce court mémoire : 1° qu'il est aisé de s'affranchir des objections faites à mon travail sur la chaleur de vaporisation des gaz liquéfiés; 2° que la méthode expérimentale que j'ai employée, convenablement conduite, est susceptible de résoudre la question du point critique comme celle de l'univariance des états saturés. — Rappelons brièvement la méthode.

Le gaz liquéfié étant contenu dans un récipient métallique plongé dans l'eau d'un calorimètre, on provoque par une ouverture convenable du pointeau qui ferme le récipient une vaporisation modérée du liquide. On compense, à chaque instant, le refroidissement du calorimètre provenant de la vaporisation par une source de chaleur très exactement connue, de manière que la température t du calorimètre reste sensiblement constante. L'expérience terminée, le récipient métallique a perdu un poids π et, toutes corrections faites, on a versé une quantité de chaleur Q dans le calorimètre sans que sa température changeât. Q est une quantité de chaleur égale à celle qu'a absorbée, pour se vaporiser à la température constante t de l'expérience, un poids P de liquide; le poids π n'est autre que le poids de la vapeur sortie du récipient; à la place du liquide vaporisé se trouve un volume égal de vapeur saturée; on reconnaît aisément que l'on a (J. Chappuis) :

(1) $$P = \pi \frac{\delta}{\delta - \delta'},$$

([1]) E. MATHIAS, *Ann. de Chimie et de Physique*, 6e série, t. XXI, p. 69; 1890; — et *J. de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 449; 1890.

δ et δ' étant les densités du liquide et de la vapeur saturée du corps expérimenté à t°. Si donc λ est la chaleur de vaporisation à t°, on a :

$$\lambda = \frac{Q}{P} = \frac{Q}{\pi} \frac{\delta - \delta'}{\delta}. \tag{2}$$

Sous cette forme, on voit que la chaleur de vaporisation est donnée par le produit de deux expressions, dont la première $\frac{Q}{\pi}$ ne renferme que deux mesures indépendantes de toute hypothèse sur le point critique et par suite inattaquables, et dont la seconde $\frac{\delta - \delta'}{\delta}$ concentre sur elle seule toutes les objections que MM. J. Traube et Teichner, adversaires de la théorie classique, ont faites à mon travail. Laissons provisoirement de côté le facteur $\frac{\delta - \delta'}{\delta}$ et considérons uniquement l'expression :

$$\lambda_0 = \frac{Q}{\pi}, \tag{3}$$

à laquelle, pour plus de commodité, je donnerai le nom de *chaleur de vaporisation apparente*.

La conception de la chaleur de vaporisation apparente λ_0 est précieuse en ce qu'elle permet de rapprocher et de comparer des expériences faites franchement au-dessous de la température de Cagniard-Latour t_c, ou entre t_c et la température critique θ, ou même au-dessus de cette dernière, ce qui était impossible avec la formule (2). Au voisinage de t_c, mais au-dessous, $\frac{\delta - \delta'}{\delta}$ est très mal connu en ce sens qu'une erreur d'un dixième de degré sur la valeur absolue de la température influe beaucoup sur ce facteur voisin de zéro ; entre t_c et θ, l'incertitude sur la valeur de ce facteur ôte toute espèce de sens au résultat définitif des expériences ; pour ce qui est des expériences faites au-dessus de θ, mais très près de cette température, dans le but de savoir si la phase liquide est complètement transformée en gaz ou non, le résultat ne peut être mis sous la forme (2), vu que le coefficient $\frac{\delta - \delta'}{\delta}$ n'existe plus dans les conditions présentes. Au contraire, dans ces dernières conditions, la chaleur de vaporisation

apparente $\lambda_0 = \frac{Q}{\pi}$ a toujours un sens et peut se mesurer sans difficulté spéciale, pourvu que la détente nécessaire pour l'écoulement du fluide comprimé hors du récipient qui le contient soit réduite au minimum et, au besoin, mesurée.

La chaleur de vaporisation apparente λ_0 a donc sur la chaleur de vaporisation ordinaire λ cette supériorité qu'elle a un sens expérimental au voisinage de la température critique θ, que ce soit au-dessous ou même au-dessus de cette température, tandis que λ, dans ces conditions, est très indéterminée ou n'a plus de sens ; nous utiliserons dans un instant cette remarque. La considération de la chaleur de vaporisation apparente n'a pas moins d'intérêt dans les conditions où λ existe normalement ; on a, en effet, d'après la formule de Clapeyron :

$$\lambda = \frac{Q}{\pi} \frac{\delta - \delta'}{\delta} = AT \frac{\delta - \delta'}{\delta\delta'} \frac{dp}{dt},$$

d'où l'on tire :

$$\lambda_0 = \frac{Q}{\pi} = ATu' \frac{dp}{dt}. \quad (4)$$

La formule (4) *donne la signification théorique de* λ_0, *et elle permet de vérifier avec* λ_0 *le principe de Carnot, comme la formule de Clapeyron permet la vérification de ce principe au moyen de la chaleur de vaporisation.* L'importance théorique de λ_0 n'est donc pas inférieure à celle de λ ; il y a équivalence entre λ et λ_0 sous ce rapport ; mais la formule qui donne λ_0 est plus simple que la formule de Clapeyron, car elle ne contient que le volume spécifique de la vapeur saturée, tandis que la formule de Clapeyron fait intervenir les deux sortes de volumes spécifiques.

Considérons maintenant la variation de λ_0 avec la température, c'est-à-dire la forme de la courbe $\lambda_0 = \varphi(t)$. En vertu de la relation (2), on a toujours $\lambda_0 > \lambda$, λ_0 et λ étant considérées à la même température. Loin de la température critique, δ' est très petit vis-à-vis de δ, de sorte que λ_0 est très sensiblement égal à λ ; il s'ensuit donc que, dans les conditions où la démonstration de J. Bertrand est valable [1], la variation de λ_0, loin de la température critique, commence par être linéaire et décroissante quand la température s'élève.

Plus près de la température critique, λ_0 continue à décroître cons-

---

[1] J. Bertrand, *Thermodynamique*, p. 76.

tamment, comme nous le verrons, pour aboutir, à la température critique, à la valeur limite :

$$(\lambda_0)_c = A \frac{\Theta}{\Delta} \left(\frac{dp}{dt}\right)_c,$$

qui est finie, de même que le facteur $\left(\frac{dp}{dt}\right)_c$. Calculons cette valeur limite dans le cas de l'acide carbonique au moyen des expériences d'Amagat sur ce corps [1]. Tsuruta a montré [2] que p, en atmosphères, est donné très exactement par la formule :

$$p = 34{,}3 + 0{,}8739t + 0{,}01135t^2,$$

d'où l'on tire

$$\frac{dp}{dt} = 0{,}8739 + 0{,}0227t$$

et

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_c = 1{,}5855 \text{ en atmosphères} \qquad (\theta = 31^\circ{,}35).$$

On a donc définitivement, en exprimant tout en unités C. G. S.,

$$(\lambda_0)_c = \frac{304{,}35}{4{,}18 \times 10^7} \times \frac{1}{0{,}464} \times 1{,}5855 \times 1{,}013 \times 10^6 = 25^{\text{cal}}{,}26.$$

Proposons-nous d'utiliser mes expériences sur l'acide carbonique pour le calcul de la chaleur de vaporisation apparente λ_0. L'intérêt de ce calcul provient de ce que j'ai fait plus ou moins involontairement deux expériences sur la vaporisation de CO^2, l'une un peu au-dessus de 31°, l'autre légèrement au-dessous de cette température. Si l'on se rappelle qu'à l'époque où les mesures ont été faites (1889) on admettait 31° pour température critique de l'acide carbonique [3], on voit que les deux expériences en question n'ont pu être utilisées par moi pour le calcul de la chaleur de vaporisation λ. A l'heure qu'il est, elles ont de l'importance, parce qu'elles constituent des documents pouvant servir à élucider la question du point critique, tandis qu'autrefois elles n'ont servi qu'à me démontrer que la chaleur de vaporisation de l'acide carbonique, au delà de 30°,82, est nulle ou

(1) E.-H. Amagat, *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 288 ; 1892.
(2) Tsuruta, *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 272 ; 1893.
(3) Température critique qui est également celle des expériences récentes de M. W.-H. Keesom (1904). Voir *Journal de Physique*, ce volume, p. 47 ; 1905.

non mesurable. Comme ces deux expériences sont demeurées entièrement inédites, pour en légitimer l'emploi après seize années j'en donnerai la description complète d'après mon cahier d'expériences.

EXPÉRIENCE DU 8 AOUT 1889 SUR LA CHALEUR DE VAPORISATION DE L'ACIDE CARBONIQUE.

On commence à chauffer la salle à 8 h. 40 minutes du matin avec 6 becs de gaz, et l'on observe la température de 6 thermomètres de demi-heure en demi-heure, excepté entre 11 heures et midi. A midi 40 minutes, on met l'eau chaude (33°,4) dans l'enceinte calorimétrique. A 1 h. 1/2 on met l'eau dans le calorimètre proprement dit (fermé).

Le flacon à acide sulfurique et le récipient à CO^2 liquide sont tarés soigneusement.

Mesure calorimétrique.

Heure	Thermomètre calorimétrique	
3h 0m	31°,215	
5m	31°,200	
10m	31°,170	
15m	31°,155	
3h 20m = 0m	31° 140	On ouvre légèrement le pointeau et on fait écouler le gaz dans le manomètre en même temps que l'acide sulfurique coule goutte à goutte pour maintenir constante la température de l'eau du calorimètre.
2m 1/2	»	9atm
3m	31°,18	11atm
4m 1/2	31°,18	14atm
6m	31°,16	18atm
7m	31°,16	20atm
9m	31°,15	23atm
10m	31°,14	24atm
12m	31°,13	26atm
13m	31°,125	27atm
14m	31°,12	28atm
16m	31°,11	30atm
»	31°,10	»
17m 1/2	31°,12	32atm
19m	31°,13	35atm
20m	»	33atm,5 On ferme le pointeau.
22m	31°,130	
25m	31°,118	
30m	31°,097	

Heure	Thermomètre calorimétrique
35^m	31°,082
40^m	31°,065
45^m	31°,045

Perte de poids du récipient à CO^2 liquide.	$= 1^{gr},555$
Perte de poids du flacon à acide sulfurique.	$= 0^{gr},644$
Chaleur dégagée par la dilution de l'acide	$= 98^{cal},2$
Chaleur absorbée par le refroidissement du calorimètre pendant les 25 minutes de l'expérience calorimétrique	$= 74^{cal},7$
Chaleur absorbée par la vaporisation de CO^2	$= 23^{cal},5$
Chaleur de vaporisation apparente : $\lambda_0 = \frac{23,5}{1,543}$. . . .	$= 15^{cal},2$

Le zéro du thermomètre calorimétrique étant à — 0°,02 sensiblement, on considère l'expérience calorimétrique comme ayant été faite à 31°,16.

EXPÉRIENCE DU 12 AOUT 1889 SUR LA CHALEUR DE VAPORISATION DE L'ACIDE CARBONIQUE.

On commence à chauffer la salle à 8 h. 50 du matin avec six becs de gaz, et l'on observe la température de demi-heure en demi-heure. A midi 45 minutes, on met l'eau chaude (33°) dans l'enceinte calorimétrique ; à 1 h. 20, on met 1 litre d'eau chaude dans le calorimètre doré (fermé).

Le flacon à acide sulfurique et le récipient à CO^2 sont pesés.

Mesure calorimétrique

Heure	Thermomètre calorimétrique	
$3^h\,20^m$	31°,048	
25^m	31°,015	
30^m	30°,985	
$3^h\,35^m = 0^m$	30°,948	On ouvre légèrement le pointeau et on fait écouler le gaz dans le manomètre métallique en même temps que l'acide coule goutte à goutte.
2^m		$12^{atm},5$
3^m 1/2	30°,98	20 ,0
4^m	30°,98	20 ,8
5^m	30°,98	22 ,5
6^m	»	24 ,25
7^m	»	25 ,6
8^m	30°,96	27 ,0

Heure	Thermomètre calorimétrique		
9m	»	28atm,1	
10m	»	29 ,0	
11m	30°,93	30 ,0	
12m	»	30 ,8	
13m 1/2	30°,92	»	
15m	30°,97	33 ,0	
15m 1/2	30°,98	»	
16m	»	33 ,5	
16m 1/2	»	33 ,8	On ferme le pointeau.
17m	30°,980		
20m	20°,954		
25m	30°,935		
30m	30°,910		
35m	30°,860 ?		

Perte de poids du récipient à CO^2 liquide. . . . . = 1gr,468
Perte de poids du flacon à acide sulfurique. . . . . = 1gr,007
Chaleur dégagée par la dilution de l'acide . . . . = 152cal,5
Chaleur absorbée par le refroidissement du calorimètre. = 123cal,7
Chaleur absorbée par la vaporisation de CO^2. . . . . = 28cal,8
Chaleur de vaporisation apparente : $\lambda = \frac{28,8}{1,457}$. . . . . . = 19cal,8

Le zéro du thermomètre calorimétrique étant — 0°,02 sensiblement, on considère l'expérience calorimétrique comme ayant été faite à 30°,968.

Il y a lieu de faire une observation en ce qui concerne l'expérience du 12 août 1889 : l'observation thermométrique faite trente-cinq minutes après le commencement de la mesure calorimétrique proprement dite, étant en désaccord formel avec les observations très régulières qui la précédaient, a été considérée comme douteuse, et le refroidissement final a été calculé d'après l'intervalle 20-30 minutes, pour lequel la diminution est de 0°,044. Si l'on tient compte de la lecture supprimée, la chaleur de vaporisation apparente λ_0 tombe à 6cal,2 et n'est plus d'accord avec les mesures faites aux températures voisines de celle de l'expérience du 12 août.

Si on rassemble toutes mes expériences relatives à la chaleur de vaporisation apparente de CO^2, on obtient le tableau suivant.

Le tableau suivant montre que la chaleur de vaporisation apparente λ_0 est une fonction constamment décroissante de la température, mais dont la décroissance est beaucoup plus lente que celle de la chaleur de vaporisation ordinaire λ. Abstraction faite des irrégu-

Chaleur de vaporisation apparente de CO^2.

Date de l'expérience	Température de la vaporisation		π = perte de poids du récipient à gaz liquéfié, Réelle	π = perte de poids du récipient à gaz liquéfié, Corrigée	Perte de poids du flacon d'acide	Chaleur développée par l'acide	Correction du refroidissement et autres	Q = chaleur absorbée par la vaporisation de CO^2	$\lambda = \frac{Q}{\pi}$, chaleur de vaporisation apparente	
			gr.	gr.	gr.	cal.	cal.	cal.	cal.	
17 janvier 1889	6°,65		14,092	13,991	5,682	828,8	— 1,0	827,8	59,2	
12 janvier 1889	6°,95		12,238	12,151	5,257	766,8	— 37,3	729,5	60,0	
14 décembre 1888	7°,25		14,395	14,292	5,763	847,2	— 6,0	841,2	58,9	
5 février 1889	8°,25	8°,35	8,2955	8,236	8,2955	522,2	— 50,0	472,2	57,3	58,2 (1)
9 février 1889	8°,30		8,6225	8,561	8,6225	501,6	— 5,3	496,3	58,0	
29 janvier 1889	8°,50		12,7675	12,676	5,068	742,3	+ 21,3	763,5	60,2	
1er décembre 1889	12°,35		23,2674	23,101	8,690	1260,2	+ 10,0	1270,2	55,0	
3 mai 1889	13°,69		9,3665	9,164	3,305	492,4	— 14,9	477,5	52,1	
8 mai 1889	16°,28	16°,45	11,208	10,966	3,365	591,8	— 60,4	531,4	48,5	50,2 (2)
10 mai 1889	16°,63		8,824	8,634	3,297	492,5	— 28,6	463,9	53,7	
22 juin 1889	22°,04		7,564	7,401	2,448	370,2	— 32,3	337,95	45,7	
28 juin 1889	26°,23		5,4032	5,286	2,207	334,05	— 128,5	205,5	38,0	
2 juillet 1889	28°,13		7,424	7,264	3,1756	478,55	— 201,4	277,15	38,1	
6 août 1889	30°,59		4,283	4,251	1,0705	163,05	— 31,8	131,25	30,9	
17 août 1889	30°,82		1,503	1,492	0,733	111,7	— 83,95	27,76	18,6	
12 août 1889	30°,968		1,468	1,457	1,007	152,5	— 123,7	28,8	19,8	
8 août 1889	31°,16		1,555	1,543	0,644	98,2	— 74,7	23,5	15,2	

(1) (2) Les expériences relatives aux températures 8°,50 et 16°,63 étant entachées de détente et moins bonnes que les autres, elles ne sont intervenues dans les moyennes qu'avec le poids 1/2.

larités tenant aux difficultés expérimentales (à la détente surtout) entre 6°,65 et 30°,59, les valeurs de λ_0, traduction des valeurs de λ, vérifient le principe de Carnot, c'est-à-dire la formule (4) ; elles sont d'ailleurs, à une température donnée, déterminées et indépendantes du remplissage de l'appareil : *l'univariance des états saturés en équilibre est démontrée par là d'une façon purement expérimentale*, et l'argument de MM. Traube et Teichner (que la mesure de λ est un cercle vicieux, puisqu'on admet par l'emploi du facteur de correction $\frac{\delta - \delta'}{\delta}$ l'univariance des états saturés qu'on veut démontrer) ne porte plus.

Par contre, dans le tableau précédent, les expériences relatives à 30°,82 ; 30°,968 ; 31°,16 donnent nettement des nombres très inférieurs à la valeur limite 25^{cal},26, les différences ne pouvant être expliquées par des erreurs expérimentales. On a immédiatement l'explication de ce fait si l'on remarque que les trois expériences en question sont situées entre le commencement du phénomène de Cagniard-Latour et la température critique vraie. Le fait que la chaleur de vaporisation apparente relative à 30°,59 est encore correcte, tandis que, au-dessus de cette température, les nombres trouvés sont beaucoup trop petits, démontre jusqu'à l'évidence que, à 30°,59, *le liquide existe encore en présence de sa vapeur saturée avec ses propriétés régulières*, que dès lors le calcul du poids P au moyen de la formule (1) était légitime, ce qui est démontré surabondamment, au surplus, par la vérification de la formule de Clapeyron. Mais, à 30°,82 et au-dessus, l'état liquide saturé n'existe plus ; la phase liquide est en pleine transformation, laquelle est d'autant plus avancée que la température est plus élevée et la densité moyenne du remplissage plus faible ; aussi les valeurs trouvées pour λ_0 sont-elles beaucoup plus faibles que la valeur limite 25^{cal},26. Si la diminution de la chaleur de vaporisation apparente observée entre 30°,59 et 31°,16 se poursuit au delà de cette dernière température avec la même rapidité, la transformation du liquide en gaz doit être totale à une température à peine supérieure à la température critique vraie. Malheureusement, les expériences s'arrêtent juste au moment où leur intérêt devenait extrême, de sorte que l'on ne peut, au moyen de mes seules expériences sur l'acide carbonique, résoudre définitivement la question du point critique, si favorables qu'elles soient à la théorie classique, en ce sens qu'elles mettent en évidence

la très rapide transformation de l'état liquide au voisinage immédiat du point critique.

Toutefois on peut affirmer que la mesure expérimentale de la chaleur de vaporisation apparente, telle que ma méthode d'écoulement à température constante la donne, est capable à elle seule de résoudre le problème du point critique, comme celui de l'univariance des états saturés en équilibre, pourvu que les expériences soient continuées au delà de la température critique. *On peut même se dispenser de mesurer la température et opérer avec un thermomètre calorimétrique à échelle arbitraire*, la mesure de la température n'intervenant qu'au moment précis où l'on veut vérifier le principe de Carnot par la comparaison des valeurs expérimentales de λ_0 avec le second membre de la formule (4), au-dessous de la température critique.

Bien plus, à la condition d'opérer avec le même thermomètre arbitraire, mais avec un liquide ou très pur ou chargé de quantités variables (mais dosées) d'une impureté toujours la même, on pourra décider expérimentalement si le phénomène de Cagniard-Latour est un phénomène parasite dû à la présence d'impuretés et disparaissant avec elles, ou s'il est un phénomène nécessaire, de faible amplitude, se produisant avec des liquides rigoureusement purs, et dont la signification serait l'impossibilité physique, pour un liquide, de se transformer en gaz dans un intervalle de température nul à la température critique et sans changement de volume.

Remarque. — L'échantillon d'acide carbonique liquide avec lequel j'ai fait les expériences de vaporisation à température constante au voisinage immédiat du point critique présente visiblement le phénomène de Cagniard-Latour à 30°,82 et au-dessus ; mais, comme il contenait en poids 0,75 0/0 d'air, on peut attribuer à la présence de cet air le phénomène de Cagniard-Latour observé, et le doute est permis sur la signification de celui-ci. Quoi qu'il en soit, lorsqu'il sort du récipient métallique un poids π de gaz, le poids de CO^2 sorti réellement de l'appareil est $\pi\ (1 - a)$, a étant le poids d'air contenu dans 1 gramme du gaz liquéfié. C'est au moyen de cette formule qu'ont été obtenus les nombres de la quatrième colonne du tableau de la page 740.

E. Mathias.

SUR LES RÉSISTANCES DE CONTACT;

Par M. A. BLANC [1].

Le caractère essentiel d'une résistance de contact est de présenter le phénomène de la cohération : la résistance, qui peut être initialement grande, éprouve une diminution considérable sous l'action d'une onde électrique ou d'un courant qui traverse le contact. Cette diminution est persistante dans les cohéreurs ordinaires, qui ne reprennent une grande résistance que sous l'action d'un choc ; elle a la même durée que la cause qui la produit dans les cohéreurs dits *autodécohérents*.

Quant aux cohéreurs qu'on a appelés anticohéreurs ou cohéreurs négatifs, qui éprouvent une augmentation de résistance sous l'action de l'onde électrique, il faut les mettre à part, car le phénomène qu'ils présentent paraît dû à des actions secondaires qui viennent masquer la cohération ordinaire.

Les nombreuses théories qu'on a proposées pour expliquer la cohération peuvent être classées de la façon suivante :

I. Les théories qui attribuent la grande résistance initiale à une couche diélectrique interposée, et la diminution de résistance à une modification de ce diélectrique, qui devient conducteur. C'est la théorie de Branly ; l'expérience lui est peu favorable, et la nature du diélectrique ne paraît pas avoir d'influence sensible.

II. Les théories où la grande résistance initiale est encore attribuée à une couche diélectrique ou mauvaise conductrice, mais où la diminution de résistance est due à ce que cette couche a été écartée ou détruite, et un pont s'est établi entre les surfaces métalliques. Ainsi Lodge admet qu'il se forme de petites étincelles qui percent le diélectrique, arrachent aux conducteurs des particules métalliques et les soudent ensemble, formant un pont ininterrompu. Mais les expériences qui ont semblé justifier cette explication ont été faites avec des radiations beaucoup plus intenses que celles qui agissent d'habitude sur un cohéreur, et ne permettent pas de conclure que des étincelles se produisent toujours.

On a encore parfois émis l'hypothèse que la couche mauvaise

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique, séance du 4 mai 1905.

conductrice superficielle est formée de vapeur d'eau, ou encore d'oxyde, qui disparaîtrait sous l'action du courant par un mécanisme plus ou moins mystérieux.

III. Enfin, certaines théories ne font intervenir que les conducteurs métalliques : la grande résistance initiale serait due à ce que le courant passe d'un métal à l'autre par une surface très petite. La cohération consisterait en une amélioration du contact, soit que le courant dégage assez de chaleur pour fondre les métaux dans le voisinage du contact, et provoquer ainsi leur soudure, soit qu'il se crée encore un pont à côté du contact primitif. Bose suppose enfin qu'il se produit, sous l'action des ondes électriques, une véritable transformation allotropique du métal, la variété ainsi produite étant plus conductrice que la première.

Aucune des théories proposées n'est complètement satisfaisante et ne permet d'expliquer les détails du phénomène de la cohération, alors même que l'expérience ne les contredit pas.

Étude optique du cohéreur. — Pour voir si la cohération peut se produire quand il existe une couche de diélectrique interposée entre les deux surfaces conductrices, et si elle est accompagnée d'une modification visible, j'ai examiné le contact au microscope en produisant en même temps entre les surfaces des franges d'interférence qui font connaître leur distance.

Le contact est établi entre un couvre-objet de microscope en verre très mince, argenté sur une face, et une bille d'acier polie avec le plus grand soin, de façon à former un excellent miroir. L'argenture du couvre-objet, obtenue par le procédé Izarn, est assez mince pour être très transparente. La lame de verre est serrée, par l'intermédiaire de papier d'étain et de plaques de cuivre bien planes, dans deux pinces à vis portées par le couvercle de la caisse qui contient tout l'appareil. La bille est soudée à une pièce de laiton vissée sur un appareil à anneaux de Newton, qui permet de la déplacer très lentement dans le sens vertical.

Le microscope est porté par un support spécial, isolé du reste de l'appareil, et qui permet, grâce à deux mouvements de directions rectangulaires, d'explorer tout le plan de la lame. On éclaire le contact par la partie supérieure, à l'aide d'un système éclaireur de Le Chatelier.

I. J'ai d'abord cherché à voir si le courant peut passer d'une surface à l'autre avant qu'elles se touchent. Le contact est défini par le

moment où apparaît la dernière tache centrale, qui s'élargit ensuite très lentement, sans donner naissance à un anneau. Un galvanomètre sensible, intercalé dans le circuit du contact, avertit de son côté du moment où le courant est établi.

Si on n'évite pas avec le plus grand soin que des parcelles d'argent, enlevées par exemple à la lame par les contacts antérieurs, ne restent intercalées entre les surfaces, il arrive que le courant paraît s'établir à quelques anneaux de distance du contact; mais le phénomène ne présente alors aucune régularité, et on voit fort bien les parcelles d'argent perturbatrices au microscope.

Quand on opère avec des lames d'argent absolument neuves, *le courant ne passe jamais avant qu'il y ait contact*, la force électromotrice employée étant celle d'un daniell.

J'ai fait croître progressivement la différence de potentiel qui existe entre les deux surfaces, avant que le courant passe, jusqu'à 95 volts. Il n'y a rien de changé jusqu'à ce que, la différence de potentiel étant suffisante, il se produise pour une certaine distance l'arrachement de l'argent, accompagné d'une étincelle. Le courant ne continue pas toujours de passer quand les premières étincelles se sont produites, mais il s'établit toujours alors avant le contact, grâce au pont formé par les particules métalliques.

La valeur de la différence de potentiel pour laquelle on commence à voir des étincelles dépend essentiellement de la solidité de la couche d'argent employée; il en est de même pour la distance explosive. On se trouve dans la région de la couche des potentiels explosifs étudiée par Earhart (1) et récemment prolongée par Kinsley (2); tout dépend de la nature du métal et le diélectrique n'intervient pas.

Ce qui semble intervenir surtout, c'est la facilité avec laquelle le métal superficiel se laisse arracher sous l'action de la tension électrique; ainsi le changement du diélectrique intervient en ce que la tension est proportionnelle à K. Si on interpose une goutte d'huile de vaseline, la distance explosive augmente, pour la même différence de potentiel, contrairement à ce qui aurait lieu pour les distances ordinaires.

En somme, le diélectrique ne paraît nullement jouer le rôle essentiel dans la cohération.

---

(1) Earhart, *Philosophical Magazine*, t. I, p. 147; 1901.
(2) Kinsley, *Philosophical Magazine*, t. IX; mai 1905.

II. La cohération de ce contact argent-acier peut être très considérable : une étincelle de $0^{mm},25$ suffit pour faire tomber la résistance de 9.000 ohms à 6 ohms.

Mais ce phénomène n'est accompagné d'aucune modification apparente. Si l'étincelle cohératrice est forte, elle peut cependant provoquer dans le contact une petite étincelle accompagnée de l'arrachement d'une petite surface d'argent, de sorte que le courant qui ne passait pas peut se mettre à passer. Mais, avec les étincelles très courtes que j'employais, il n'y avait jamais d'étincelle dans le contact, et la cohération ne se produisait que lorsque le contact était déjà réel.

Même avec un grossissement de 920, je n'ai jamais constaté aucun changement dans le contact au moment de la cohération ; l'aspect de la couche d'argent n'est pas modifié, et, si on retire la bille, la lame est identique à ce qu'elle était avant le contact, pourvu qu'elle soit assez solide.

En tout cas, *on ne voit se produire ni un pont* (sauf des cas exceptionnels, et c'est alors un phénomène parasite) *ni une fusion; la cohération ne doit porter que sur les couches purement superficielles des métaux.*

Action des radiations sur le contact. — On a parfois émis l'idée qu'il pouvait se produire une ionisation du diélectrique interposé entre les surfaces du contact ; il était donc intéressant d'examiner l'action sur le cohéreur des diverses radiations capables de produire une telle ionisation.

1° J'ai examiné l'action de la lumière ultra-violette produite par l'arc éclatant entre deux charbons, ou entre un charbon et une tige de zinc, ou encore fournie par une lampe au magnésium, sur un contact formé d'une bille d'acier et d'une lame de mica très mince ou d'une lame de silice fondue, argentées très faiblement sur une face. On est certain ainsi que la lumière ultra-violette arrive à la région du contact.

Je n'ai jamais constaté aucune action, ni sur la résistance même du contact avant ou après sa cohération, ni sur sa sensibilité à la cohération.

2° J'ai exposé le contact établi entre une bille d'acier et une lame mince d'aluminium aux rayons Röntgen ; ceux-ci étaient produits, afin de mettre le cohéreur à l'abri des décharges qui leur donnent naissance, à l'intérieur d'une boîte en bois tapissée de papier d'étain

et présentant sur une face une fenêtre fermée par une lame d'aluminium.

Il n'y a jamais eu aucune action des rayons Röntgen sur le contact, ni avant la cohération, ni après; et la sensibilité est toujours restée la même.

Il en a été de même quand le contact a été exposé aux rayons émis par une petite quantité de chlorure de radium.

3° Enfin, j'ai étudié l'action des rayons calorifiques émis par un bec Auer placé à une distance de 20 centimètres du contact; le contact était formé par une lame très mince de mica argentée.

Avant toute cohération du contact, le fait d'allumer le bec Auer est toujours suivi d'une variation de la résistance; mais cette variation est irrégulière : c'est tantôt une augmentation, tantôt une diminution, et elle n'est jamais instantanée. Quand on éteint le bec Auer, il se produit une variation analogue, tout aussi irrégulière. La variation de résistance doit provenir de dilatations irrégulières produites par la légère élévation de température que cause le bec Auer.

Après cohération préalable du contact, le fait d'allumer le bec Auer est toujours suivi de décohération. Il en est de même si on éteint le bec Auer après avoir cohéré pendant qu'il était allumé. Ce qui est intéressant, c'est que *la décohération est progressive et continue*, ce qui montre que, si la cohération disparaît d'une façon brusque sous l'action d'un choc, elle peut disparaître lentement sous l'action d'une cause moins brutale. Cette décohération est encore due à l'effet mécanique provenant des dilatations qui se produisent dans le contact.

Enfin la *sensibilité* n'est pas modifiée par les rayons qui viennent du bec Auer. Il n'en serait plus de même si on portait le contact à une température élevée : Guthe [1] a montré que, dans ce cas, la sensibilité du contact augmente. Et, si une des surfaces est plus chaude que l'autre, la sensibilité est plus grande quand le courant passe de la surface chaude à la surface froide que lorsqu'il passe dans l'autre sens : premier exemple d'une dissymétrie que nous retrouverons plus loin.

Rôle des oxydes et des gaz condensés. — I. Lorsqu'on produit un contact entre deux surfaces d'acier fraîchement polies, on obtient un cohéreur tout aussi bien qu'avec deux surfaces polies depuis un cer-

---

(1) Guthe, *Annalen der Physik*, t. IV, p. 762; 1901.

tain temps; il est donc peu probable qu'une couche d'oxyde soit indispensable pour qu'on ait un cohéreur. On peut d'ailleurs montrer de la façon suivante que la cohération n'est pas due à la disparition de la couche d'oxyde :

On peut réaliser deux gouttes de mercure qui viennent au contact sans se confondre, en prenant du mercure fraîchement distillé auquel on ajoute des traces d'un autre mercure distillé depuis plus longtemps et, par conséquent, légèrement oxydé. Le contact ainsi réalisé présente une résistance considérable; il constitue un cohéreur très sensible, et les gouttes ne se soudent pas quand la cohération se produit; la pellicule d'oxyde qui les séparait n'est donc pas crevée, et la modification qui s'est produite, quelle qu'elle soit, n'a porté que sur cette pellicule. Toutefois la résistance finale est toujours plus grande que dans le cas de l'acier bien poli, précisément parce que l'oxyde subsiste.

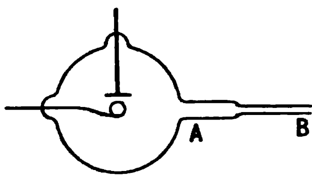


Fig. 1.

II. J'ai étudié un contact qui pouvait être placé dans un vide excellent; une bille d'acier portée par un ressort de flexion (*fig.* 1) peut venir s'appuyer sur un petit plan d'acier fixe, quand le tube qui porte le tout est convenablement placé; en retournant le tube de 180° autour de l'axe AB, la bille, par son poids, quitte le plan et en est séparée par une distance d'environ 1 centimètre.

On produit le contact après avoir fait le vide et on fait une série de mesures, puis on fait rentrer l'air à la pression atmosphérique et on fait une nouvelle série. Il n'y a aucune différence appréciable entre les deux. Il en est de même quand on produit pendant longtemps des rayons cathodiques entre les deux surfaces, de façon à faire dégager les gaz qui pouvaient s'y trouver condensés.

Ainsi *ni l'oxyde, ni les gaz condensés ne jouent le rôle essentiel dans le phénomène.*

Action de la pression sur la résistance de contact. — La résistance du contact dépend des déformations éprouvées sous l'action de la pres-

sion par les corps qui le constituent. Or Hertz a donné des formules qui permettent de calculer les déformations, dans le cas où les corps sont homogènes, isotropes, élastiques et parfaitement polis, et les déformations très petites (1). On peut en déduire la résistance du contact en supposant que la conductibilité des métaux qui le constituent est partout la même; mais la résistance trouvée expérimentalement est toujours trop grande, et, tandis que la théorie conduit pour la variation de la résistance en fonction de la pression à une formule de la forme :

$$W = \frac{c}{p^{\frac{2}{3}}},$$

l'expérience donne plutôt, d'après Meyer (2) :

$$W = \frac{c}{p^{1,07}}.$$

On en conclut qu'en outre de la déformation qu'elle produit la pression doit avoir une influence en chaque point de la surface de contact, de sorte que la résistance en ce point est inversement proportionnelle à la pression qui y existe. Les pressions considérées par Meyer étaient relativement grandes. L'action de la pression doit être surtout importante, quand la pression est très faible, si elle est due, comme il paraît naturel de le supposer, à l'existence de couches de passage à la surface des métaux.

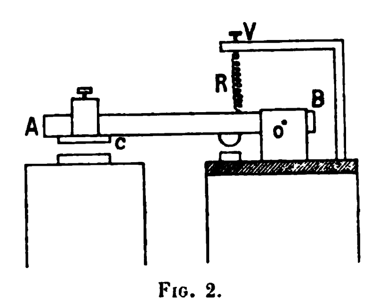


Fig. 2.

Il faut donc étudier la résistance du contact pour des pressions voisines de zéro; la grande difficulté est alors, pour avoir des résultats réguliers, d'éviter les chocs ainsi que les variations brusques de pression. L'appareil que j'ai employé est représenté par la *fig.* 2. Le

(1) Hertz, *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, t. XCII, p. 156.
(2) *Annalen der Physik*, t. LXVI, p. 760; 1898.

contact est réalisé entre un petit plan d'acier est une bille d'acier soudée au levier AB ; la pression est produite grâce à l'attraction qu'exerce un électro-aimant sur le disque de fer doux C porté par le même levier. On peut régler la distance du disque C au noyau de l'électro-aimant, et on peut ensuite faire varier la pression sur le contact en faisant varier, à l'aide d'une résistance liquide, l'intensité du courant qui passe dans l'électro-aimant ; comme l'aimantation du noyau de l'électro-aimant et du disque C n'est jamais bien grande, on peut admettre que la pression exercée est proportionnelle au carré de l'intensité, en tenant compte naturellement de l'intensité qu'avait le courant au moment où le contact s'est réellement établi.

Le même appareil permet d'opérer par pressions décroissantes en retournant la pièce C et disposant l'électro-aimant au-dessus du disque de fer doux.

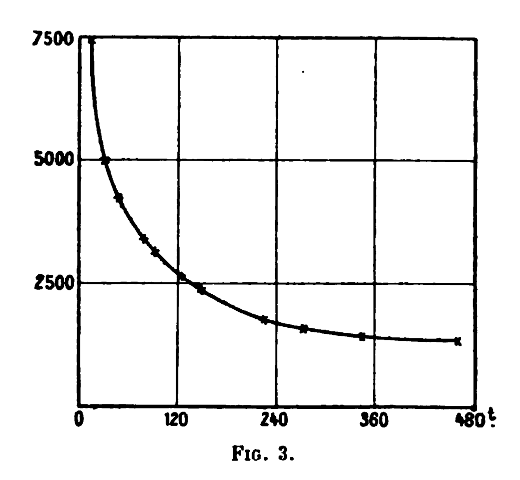


Fig. 3.

I. On constate d'abord que, si on établit une pression donnée sur le contact, la résistance ne prend pas une valeur fixe, mais diminue pendant longtemps avec les caractères que nous retrouverons pour la cohération par le courant : la diminution de résistance, d'abord très rapide, devient beaucoup plus lente, et la résistance paraît tendre vers une valeur limite. C'est ce que montre la courbe de la *fig*. 3.

La diminution de résistance avec le temps est facilitée par des trépidations très légères ; un choc violent fait, au contraire, remonter brusquement la résistance, qui se remet ensuite à diminuer. C'est encore une analogie avec la cohération

L'intensité du courant qui traverse le contact est d'ailleurs trop faible dans ces expériences pour que le phénomène ordinaire de la cohération puisse intervenir.

Quand on opère par des pressions décroissantes, on constate encore que la résistance ne prend pas tout de suite une valeur fixe, mais qu'elle tend vers une valeur limite, en augmentant d'abord rapidement, puis de plus en plus lentement. Si on diminue encore la pression, la résistance se remet alors à augmenter; si, au contraire, on augmente la pression, elle se met à diminuer.

Ces phénomènes sont dus non à la déformation, mais à la modification qui se produit, nous l'avons vu, en chaque point de la surface de contact.

II. Quand on fait croître progressivement la pression, la résistance diminue d'abord extrêmement vite, tant que la pression est encore voisine de zéro, puis beaucoup plus lentement. C'est ce qu'on voit sur la courbe de la *fig.* 4, obtenue en portant en abscisses les carrés des intensités dans l'électro-aimant, c'est-à-dire des quantités proportionnelles aux pressions exercées sur le contact, et en ordonnées les résistances du contact.

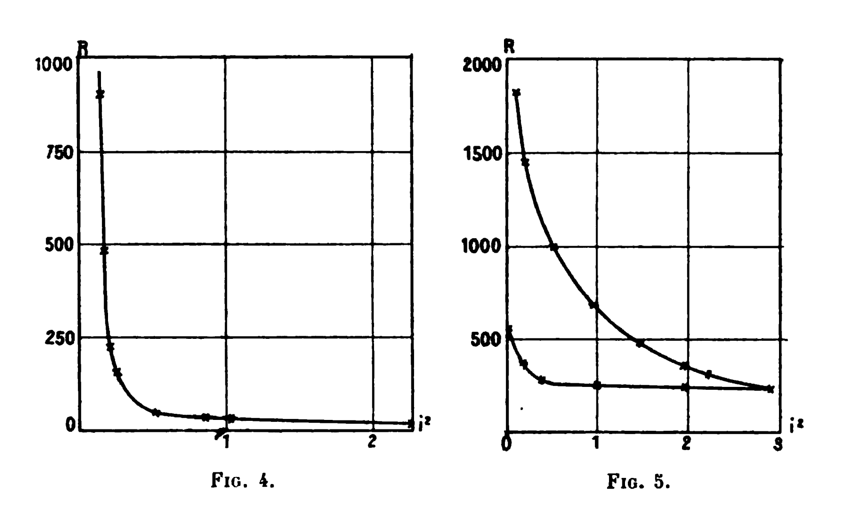


Fig. 4. Fig. 5.

La forme de la courbe est d'ailleurs la même si on opère par pressions décroissantes.

Enfin, après avoir fait croître la pression, on peut la diminuer de nouveau. On obtient une deuxième courbe, d'abord presque horizon-

tale quand la pression commence à décroître, et qui est tout entière située au-dessous de la première (*fig.* 5).

Il y a donc dans le phénomène une partie irréversible.

Je me suis assuré d'ailleurs que cette diminution irréversible de résistance ne pouvait tenir ni à une cohération produite par le courant qui sert aux mesures, ni à l'hystérésis du noyau de l'électro-aimant, ni enfin à des frottements ou des flexions qui pourraient se produire dans l'appareil.

La conclusion est que la modification qui se produit dans le contact sous l'influence de la pression ne disparaît pas complètement quand on revient à une pression faible, et qu'*elle a pour effet d'augmenter l'adhérence*. Or Shaw (¹) avait déjà constaté que la cohération ordinaire augmente notablement l'adhérence. C'est une analogie de plus entre l'effet de la pression et celui du courant, d'autant plus qu'un choc fait disparaître la diminution de résistance, qui subsiste après qu'on a soumis le contact à de fortes pressions, de même qu'il fait disparaître celle qui subsiste après qu'on l'a soumis à de fortes intensités.

III. Les analogies indiquées déjà entre l'action de la pression et la cohération se précisent par l'étude de la façon dont une de ces actions modifie l'autre.

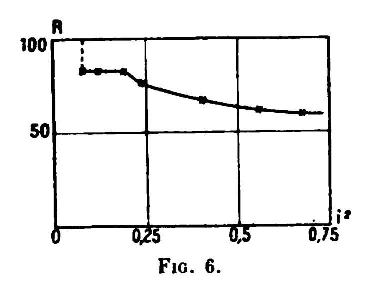


Fig. 6.

1° Si on cohère le contact après avoir commencé de décrire la courbe. il en résulte une diminution brusque de la résistance ; si l'on continue alors à augmenter la pression, on constate que *l'augmentation de la pression n'a d'abord aucun effet*. Il semble que l'effet de la cohération a été de devancer celui de l'augmentation de pression, de telle sorte que ce dernier ne recommence à se produire que pour une augmentation de pression suffisante à partir du moment où l'on a cohéré le contact (*fig.* 6).

(¹) Shaw, *Philosophical Magazine*, t. I, p. 265 ; 1901.

Il est d'ailleurs indispensable de faire varier la pression avec les plus grandes précautions ; s'il se produit une augmentation trop brusque ou un à-coup, il peut arriver parfois qu'il se produise une décohération légère avant que la résistance se remette à diminuer.

2° On peut encore cohérer pendant qu'on diminue progressivement la pression ; après la chute due à la cohération, la résistance reste un moment presque constante, comme elle le fait lorsqu'on commence à revenir en arrière après être allé jusqu'à une pression assez grande, et elle se remet ensuite à augmenter *d'une façon continue.* Quand la cohération a été notable, la courbe présente seulement un léger coude, dû à ce que la modification produite par la cohération, plus instable, disparaît la première ; mais, sauf ce coude, qui s'atténue d'ailleurs si la cohération est moins grande et si l'on fait varier la pression très lentement, on ne peut distinguer l'augmentation de résistance due à la décohération de celle qui correspond à la diminution de pression.

En somme, puisque l'action de la pression présente des analogies étroites avec le phénomène de la cohération, on est amené à penser que la modification produite est la même dans les deux cas ; il est naturel de localiser cette modification dans les couches de passage et de supposer qu'elle consiste en une soudure de ces couches par diffusion, de telle sorte que, dans leur épaisseur, les propriétés du métal tendent à devenir les mêmes que dans les couches profondes.

Action du courant sur la résistance de contact. — On fait passer un courant d'intensité variable dans un contact réalisé entre une bille d'acier et un plan d'acier ; la résistance est mesurée par la méthode ordinaire du pont de Wheatstone, et c'est le courant même qui sert à la mesure qui agit sur le cohéreur et fait varier sa résistance, ce qui permet d'en suivre toutes les variations.

Afin de pouvoir régler la pression, le plan d'acier est porté par une tige rigide, la bille par un ressort de flexion, de sorte que, dans la position verticale du ressort, la bille ne touche pas le plan. On établit le contact en inclinant tout l'appareil, le ressort fléchissant simplement par le poids de la bille, et la pression est réglée par l'inclinaison de l'appareil.

I. Quand on établit brusquement à travers le contact un courant d'intensité déterminée, la résistance tombe à une valeur beaucoup plus faible et continue à diminuer peu à peu, d'abord rapidement, puis plus lentement, en paraissant tendre vers une limite : ce sont

les caractères que nous avons déjà constatés avec la pression. On peut suivre cette diminution progressive de résistance pendant plusieurs heures :

1° Quand la résistance est devenue à peu près fixe, après un temps suffisant, si l'on revient à une intensité plus faible, le cohéreur prend une résistance différente, mais parfaitement fixe ; le temps n'a plus aucune influence, et, de plus, la nouvelle résistance est beaucoup plus stable que la grande résistance primitive ; elle est beaucoup moins sensible aux trépidations et aux ondes sonores ;

2° Si on augmente au contraire l'intensité, une fois que la résistance est devenue constante, une nouvelle diminution progressive se produit, faisant tendre la résistance vers une nouvelle limite inférieure à la première ;

3° Si on modifie l'intensité avant que la résistance ait fini de diminuer, sa vitesse de chute augmente si l'intensité augmente, et diminue si l'intensité diminue.

Nous réserverons le nom de *cohération* à la diminution de résistance irréversible qui se produit ainsi progressivement pendant le passage du courant.

II. Si l'on part d'une faible intensité du courant, de sorte que la vitesse de cohération soit très faible, et qu'on augmente cette intensité graduellement, la résistance diminue ; si on revient en arrière, sans avoir trop augmenté l'intensité, la résistance, d'ailleurs très fixe en fonction du temps, augmente quand l'intensité diminue, mais en prenant des valeurs inférieures aux premières.

La différence est due à la cohération qui s'est effectuée pendant le temps nécessaire aux mesures ; en effet, si on va d'une intensité faible à une intensité plus grande en n'établissant cette dernière que pendant un temps très court, la tâche du galvanomètre est lancée du côté de l'échelle qui correspond à une diminution de résistance ; mais, en revenant à l'intensité primitive, on retrouve la résistance primitive, pourvu que le passage du courant maximum ait duré assez peu de temps.

Donc, *antérieurement à toute cohération, la résistance du contact dépend d'une manière réversible de l'intensité du courant qui le traverse ; elle diminue quand l'intensité augmente.*

III. Quand la cohération est terminée pour une certaine intensité, elle l'est aussi pour les intensités plus faibles ; mais la résistance varie avec l'intensité et *d'une manière réversible :*

1° Si la cohération est faible, la résistance augmente quand l'intensité diminue, gardant ainsi le caractère qu'elle avait avant la cohération ;

2° Si la cohération est grande, la résistance diminue quand l'intensité diminue. Cette dernière variation n'est jamais très grande, et disparaît à peu près pour les cohérations très fortes.

Le passage du premier mode de variation au deuxième se fait d'une façon absolument continue, de sorte que, pour un degré de cohération convenable, la résistance se trouve accidentellement constante quand l'intensité varie.

IV. On peut se demander si le changement de sens du courant qui traverse le cohéreur produit une variation de sa résistance.

1° L'effet est nul toutes les fois que la résistance du cohéreur est fixe par rapport au temps, c'est-à-dire quand il est soumis à des intensités trop faibles pour que la cohération se produise ou bien quand, la cohération ayant été produite par une intensité déterminée, on est revenu à des intensités plus petites ;

2° Quand la résistance du contact est en train de diminuer avec le temps, chaque changement de sens du courant a une action très nette. Les premières inversions produisent toujours une diminution de la résistance du cohéreur, et la vitesse de diminution de la résistance devient beaucoup plus grande ; puis la chute produite par chaque inversion diminue peu à peu, le phénomène s'atténue, et il finit par se produire au contraire, après l'inversion, une légère augmentation, d'ailleurs très lente ; enfin tout effet s'efface quand la cohération est complètement terminée. Exemple :

$i = 8$ milliampères.

Sens du courant	Résistance
+	50,4, diminution lente.
+ interrompu et rétabli.	50,4.
—	Chute rapide à 37.
+	Chute à 34.
—	Augmentation à 36,5, puis diminution à 34,3.
+	Chute lente à 32.
—	Augmentation à 34.
+	32,3 à peu près fixe.

Les signes + et — représentent les deux sens du courant. On voit de plus qu'il peut arriver que, lorsqu'on rétablit un sens du cou-

rant, il se produise déjà une augmentation, tandis que, lorsqu'on passe au sens inverse, il se produit encore une chute de résistance; on dirait que chaque sens du courant agit indépendamment de l'autre.

L'augmentation de résistance qu'on constate vers la fin du phénomène n'est que temporaire; la résistance se remet à diminuer, et, si on lui laisse le temps, elle peut prendre des valeurs plus faibles qu'avant l'inversion.

V. Quant à la façon dont la résistance limite varie en fonction de l'intensité, elle est représentée par la *fig.* 7. La courbe finit par se confondre avec une hyperbole équilatère, c'est-à-dire que la différence de potentiel de part et d'autre du contact devient constante. Guthe et Trowbridge avaient donné à cette différence de potentiel constante le nom de *force électromotrice critique*, et ils ont admis qu'elle ne dépendait que de la nature des métaux. Mais Fisch a montré que la différence de potentiel se remet à croître quand l'intensité devient trop grande, et, d'autre part, j'ai constaté avec l'appareil précédemment décrit que la force électromotrice critique dépend de la pression et diminue quand la pression augmente.

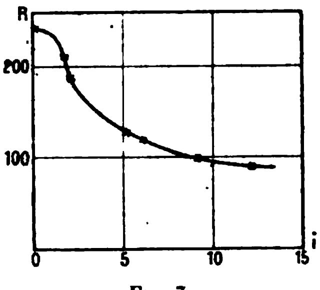


Fig. 7.

VI. Les contacts entre métaux autres que l'acier, dont j'ai eu l'occasion de me servir, présentent tous les caractères précédemment indiqués, avec des différences dans la sensibilité et la stabilité.

Cependant un contact aluminium-acier présente des particularités intéressantes : si on soumet le contact à un courant intense, et si le passage du courant se prolonge, on constate parfois des augmentations de résistance, le système se comportant comme un cohéreur négatif. Toutefois j'ai constaté que le premier effet du courant est toujours l'effet ordinaire de diminution de résistance; mais, s'il se prolonge, il apparaît un nouveau phénomène qui produit une aug-

mentation et qui détruit l'effet du premier. La résistance commence donc par diminuer, puis passe par une valeur minima et réaugmente. L'augmentation paraît due à un phénomène parasite tout à fait distinct de la cohération.

Conséquences relatives à la théorie du cohéreur. — En somme, il paraît certain que le contact entre les deux métaux existe déjà avant la cohération ; ce sont leurs couches de passage qui sont en contact. Or les couches de passage peuvent pénétrer l'une dans l'autre par diffusion de leurs molécules ; une telle diffusion est très rapide dans le cas de deux gaz et aussi dans le cas de deux liquides : deux gouttes de mercure très propre se mélangent brusquement dès qu'elles viennent en contact. Pour deux solides, cette diffusion est gênée par une grande viscosité ; mais elle se produit encore lentement, comme l'ont montré en particulier les expériences de W. Spring sur la soudure des corps par pression.

Le phénomène est facilité considérablement par certaines causes, comme la pression et l'élévation de la température ; il est naturel d'y ajouter aussi le passage d'un courant ; c'est ce qui produit la cohération. Cette explication exige que la conductibilité des couches de passage soit beaucoup plus faible que celle du métal homogène ; les molécules y sont en effet plus écartées, et la conductibilité augmente à mesure que les molécules se rapprochent. Ce point peut être démontré en partant de la théorie cinétique des métaux. Soit n le nombre des corpuscules négatifs libres par unité de volume, corpuscules qui proviennent de la dissociation des molécules et auxquels est due, comme on sait, la conductibilité du métal ; si λ est leur chemin moyen de libre parcours et c leur vitesse moyenne d'agitation thermique, ils prennent sous l'action d'un champ X, pendant la durée de leur libre parcours, une vitesse moyenne :

$$u = \frac{1}{2} X \frac{e}{m} \frac{\lambda}{c}.$$

L'intensité du courant qui en résulte est :

$$i = \frac{1}{2} n \frac{e^2}{m} \frac{\lambda}{c} X,$$

de sorte qu'on a pour la conductibilité du métal :

$$\alpha = \frac{1}{2} n \frac{e^2}{m} \frac{\lambda}{c}.$$

Quand la distance des molécules augmente, à température constante, λ augmente, mais n diminue *beaucoup plus vite;* il diminuerait déjà comme $\frac{1}{\lambda^3}$, si l'on admettait qu'on a le même degré de dissociation corpusculaire, c'est-à-dire que le rapport du nombre de molécules dissociées au nombre total des molécules reste le même; mais la dissociation corpusculaire diminue de son côté.

Si on a deux milieux de densités ρ et ρ', le rapport $\frac{n'}{n}$ des nombres de corpuscules par unité de volume dans le second milieu et dans le premier est donné par la formule :

$$\frac{n'}{n} = e^{-\frac{W}{RT}},$$

où W est le travail nécessaire pour faire passer un corpuscule du premier milieu dans le second, R la constante des gaz parfaits rapportée à la molécule, et T la température absolue [1]. Mais W est égal à la différence des énergies potentielles du corpuscule dans les deux milieux, lesquelles sont inversement proportionnelles aux pouvoirs inducteurs spécifiques.

D'autre part, le pouvoir inducteur spécifique est de la forme :

$$K = 1 + a\rho,$$

ou, si K est très différent de 1, comme dans les métaux :

$$K = a\rho.$$

Finalement on voit que $\frac{n'}{n}$ sera de la forme :

$$\frac{n'}{n} = e^{-\frac{B}{T}\left(\frac{1}{\rho'} - \frac{1}{\rho}\right)}.$$

La résistance augmentera donc très vite quand la distance des molécules augmente, et on s'explique ainsi les grandes résistances présentées par un contact.

Cette conclusion est conforme aux expériences où l'on peut me-

(1) Je dois cette façon d'aborder le problème à M. Langevin, qui a utilisé la même formule dans sa théorie du magnétisme (*Ann. de Chim. et de Phys.*, t. IV, p. 70; 1905). — Pour la démonstration de cette formule, qui n'est qu'une généralisation de celle du nivellement barométrique, voir Boltzmann, *Théorie cinétique*, t. I, p. 127 (traduct. Gallotti).

surer à la même température la conductibilité du même métal ayant des densités différentes :

1° Quand un métal passe de l'état solide à l'état liquide, sa conductibilité change ; elle diminue pour tous les métaux qui augmentent de volume en fondant, et elle augmente pour ceux dont la fusion est accompagnée d'une diminution de volume ;

2° Quand on soumet un fil métallique à une traction, sa conductibilité diminue, tandis qu'elle augmente si on le comprime dans un piézomètre. De même, la conductibilité du mercure augmente quand on le comprime.

Si on calcule la valeur de la constante B de la formule dans le cas de la fusion et dans celui de la compression, on trouve des valeurs du même ordre, quoique plus grandes dans le premier cas ; ce qui n'est pas très surprenant, car la fusion doit produire une modification de structure plus profonde :

	Par fusion		Par compression	
Mercure......	$B \times 10^{-4} =$	12	$B \times 10^{-4} =$	4
Plomb........	»	13	»	2,6
Étain.........	»	9	»	0,6
Zinc..........	»	3	»	0,7

3° Je citerai enfin les expériences de Vincent [1], qui ont montré que la conductibilité des couches de passage était beaucoup plus faible que celle du métal homogène.

Il reste à voir comment peut s'expliquer l'action du courant :

1° Quand le courant passe, il se produit une attraction entre les surfaces qui limitent la couche des deux côtés et la séparent du métal homogène ; cette attraction, égale à $\frac{KV^2}{8\pi\varepsilon^2}$ (ε étant l'épaisseur de la couche de transition, K son pouvoir inducteur spécifique et V la différence de potentiel de part et d'autre), peut être très grande, car V est de l'ordre du dixième de volt au moins, K est très grand, et ε très petit. Le passage du courant doit produire le même effet qu'une forte augmentation de pression ;

2° Le passage du courant doit élever très notablement la température des couches superficielles, ce qui facilite beaucoup la diffusion, comme l'a montré W. Spring ;

3° Enfin les ions positifs du métal doivent tendre à se déplacer

(1) VINCENT, *Annales de Chimie et de Physique*, t. XIX, p. 421 ; 1900.

dans le sens du champ; ils ont une certaine mobilité, surtout dans les couches de passage, et, comme toutes les molécules sont à leur tour ions par le double jeu de la recombinaison et de la dissociation corpusculaire, il doit se produire un mouvement d'ensemble dans le sens du champ qui facilite la diffusion dans ce sens. Ainsi s'expliquerait simplement la dissymétrie que le changement de sens du courant met en évidence.

Quant à la variation réversible de la résistance avec l'intensité, elle est due à ce que le contact prend une température d'autant plus élevée que le courant est plus intense, sauf au début de la cohération, où l'effet dominant doit être la variation notable de la surface par laquelle peut se faire le passage du courant.

CONDUCTIBILITÉ DES GAZ ISSUS D'UNE FLAMME;

Par M. Eugène BLOCH [1].

1. — On sait [2] qu'il existe un nombre assez grand de cas d'ionisation des gaz dans lesquels les ions ont une mobilité exceptionnellement faible, si on la compare à celle des ions ordinaires produits par exemple par les rayons de Röntgen et les rayons de Becquerel. Ceux-ci ayant une mobilité de l'ordre de 1 centimètre par seconde dans un champ de 1 volt-centimètre, ceux-là ont une mobilité de l'ordre de $0^{mm},01$; de plus, ils condensent, en général, la vapeur d'eau simplement saturante, alors que les ions ordinaires exigent une sursaturation suffisante pour produire la condensation. Le premier exemple d'ions de ce genre a été signalé par M. Townsend [3] dans les gaz de l'électrolyse. J'en ai rencontré beaucoup d'autres en étudiant l'ionisation par le phosphore et les gaz récemment préparés par voie chimique (*loc. cit.*), et j'ai proposé de les appeler ions exceptionnels, par opposition aux ions ordinaires. Récemment M. Langevin en a trouvé un nouvel et intéressant exemple en étudiant simplement la conductibilité propre de l'air atmosphérique [4]. Conformément à sa nomen-

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique, séance du 2 juin 1905.

[2] E. Bloch, *J. de Phys.*, III, p. 913; 1904; — *Ann. Ch. Ph.*, IV, p. 25; 1905.

[3] Townsend, *Phil. Mag.*, XLV, p. 125; 1898.

[4] Langevin, *C. R.*, t. CXL, p. 232; 1905.

clature, j'appellerai désormais ces ions particuliers les *gros ions*, par opposition aux *petits ions* ou ions ordinaires. Ces expressions font, en effet, image, en rappelant la différence principale de ces deux espèces d'ions, et, d'autre part, on ne peut plus considérer les nouveaux cas d'ionisation comme exceptionnels. Leur nombre paraît même destiné à s'accroître encore passablement, et l'article actuel a précisément pour objet l'étude d'un nouvel exemple de gros ions, fourni par les gaz issus d'une flamme.

2. — Le fait que les gaz issus d'une flamme renferment des gros ions était loin d'être inattendu, si l'on se reporte aux travaux qui ont déjà été publiés sur ce sujet. On sait depuis fort longtemps, non seulement que les flammes elles-mêmes sont fortement conductrices, mais encore que les gaz qui en sont issus emportent avec eux des ions, et possèdent par suite eux-mêmes une conductibilité très notable. C'est même à propos de cet exemple que Giese [1], dans plusieurs importants mémoires, a pu émettre le premier l'hypothèse de l'ionisation des gaz. De tous les travaux publiés depuis sur ce sujet, je ne retiendrai que l'un des plus récents, celui de M. Mac Clelland [2]. Ce physicien place un bec Bunsen ordinaire au-dessous d'une cheminée métallique dans l'axe de laquelle sont fixées des électrodes isolées que l'on peut relier à un électromètre. Les gaz de la flamme montent dans la cheminée, tantôt par l'effet de leur légèreté spécifique (due à leur température élevée), tantôt par l'aspiration d'une trompe à eau. Leur conductibilité et leurs propriétés électriques peuvent ainsi être étudiées à des distances croissantes de la flamme. M. Mac Clelland a mesuré, en particulier, la mobilité des ions des deux signes, et a imaginé, à cette occasion, la méthode dite *des courants gazeux*, qui a reçu depuis tant de perfectionnements et d'applications nouvelles [3]. Les résultats qu'il a obtenus peuvent être résumés dans le tableau suivant, extrait de son mémoire :

Température	Mobilité.
230°	$2^{mm},3$
160°	2 ,1
105°	0 ,4

On voit qu'à la température la plus basse qui ait pu être atteinte

(1) Giese, *Wied. Ann.*, t. XVII, p. 1, 236, 519; 1882.
(2) Mac Clelland, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLVI, p. 29; 1898.
(3) Voir, par exemple, E. Bloch, *Ann. Ch. Ph.*, IV, p. 65; 1905.

la mobilité des ions était déjà tombée à $0^{mm},4$. Ce résultat, publié peu après les premières mesures de mobilité des ions ordinaires, par MM. J.-J. Thomson et Rutherford, n'a pas attiré grande attention, vraisemblablement à cause du faible degré de précision auquel on pouvait prétendre à cette époque. De plus, la sensibilité des méthodes électrométriques ayant été sans doute insuffisante à ce moment, M. Mac Clelland n'a pas pu ramener les gaz jusqu'à la température ordinaire et voir si l'on accentuait ainsi l'écart qui existait entre ses résultats et ceux de MM. J.-J. Thomson et Rutherford.

A la suite de mes expériences sur les gros ions, il m'a paru vraisemblable que, si les gaz de la flamme étaient ramenés à la température ordinaire, la mobilité des ions baisserait jusque vers une limite qui les ferait classer dans cette nouvelle catégorie, et que l'on pourrait ainsi à la fois accroître et systématiser l'écart qui existe entre les résultats de M. Mac Clelland et ceux de MM. J.-J. Thomson et Rutherford. C'est du reste dans cette idée que M. Langevin et moi avons effectué la mesure du rapport ε dans les gaz issus d'une flamme [1] : ce rapport représente, d'après M. Langevin, le rapport du nombre de recombinaisons au nombre total de collisions entre ions de signes contraires. Si les ions ont effectivement une très faible mobilité, on doit trouver évidemment $\varepsilon = 1$, alors que, pour les petits ions, M. Langevin avait trouvé $\varepsilon = 0,27$. La méthode employée, modification de celle de M. Langevin, est une méthode de courant gazeux, qui m'avait déjà servi pour les ions du phosphore [2], mais qui avait reçu de sérieux perfectionnements : les gaz de la flamme étaient refroidis complètement et la mesure faite par une méthode de zéro au moyen d'un électromètre très sensible. Le résultat fut : $\varepsilon = 0,7$. Ce nombre, beaucoup plus grand que celui qui est relatif aux petits ions (0,27), indique que les collisions sont beaucoup plus souvent suivies de recombinaisons et, par suite, les mobilités bien plus faibles. Cependant le fait que le résultat est encore notablement inférieur à l'unité semble difficile à expliquer, si les mobilités ont la valeur extrêmement faible correspondant aux gros ions ($0^{mm},01$).

La question méritait donc à tous égards d'être reprise, et c'est

(1) P. Langevin et E. Bloch, *C. R.*, 14 novembre 1904.

(2) Voir sur tout ce qui est relatif au rapport ε : P. Langevin, *Ann. Ch. Ph.*, t. XXVII ; 1903 ; — E. Bloch, *Ann. Ch. Ph.*, IV, p. 102 ; 1905.

pour cela que j'ai effectué la mesure directe des mobilités dans les gaz issus d'une flamme dans des conditions expérimentales aussi simples que possible.

3. — La méthode employée est une méthode de courant gazeux : le courant d'air d'une canalisation d'air comprimé passe dans un détendeur, puis dans un robinet à pointeau P (*fig.* 1) qui permet de régler son débit. Il traverse ensuite une colonne de coton C de 20 centimètres de longueur, destinée à arrêter complètement les poussières et les ions qu'il peut renfermer. Puis il arrive au niveau d'une très petite

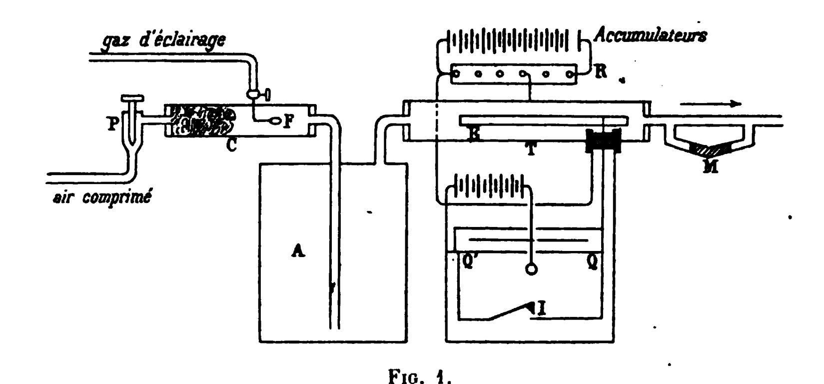


Fig. 1.

flamme de gaz d'éclairage F qui jaillit dans l'axe d'un tube métallique. Il entraîne avec lui les ions produits par cette flamme, et le refroidissement des gaz s'opère extrêmement vite, car la petite flamme bleue utilisée n'a guère que 1 à 2 millimètres de longueur sur 1 millimètre de diamètre. Les gaz parcourent une série de tubes et de récipients métalliques plus ou moins volumineux (tels que le récipient A) avant d'arriver dans le tube cylindrique en laiton T où se font les mesures électriques. Ce tube, de 28 millimètres de diamètre, porte suivant son axe une électrode en laiton E de 1 centimètre de diamètre et 50 centimètres de longueur qu'une tige de soutien, isolée à l'ébonite, permet de relier à l'électromètre. Le bouchon d'ébonite est séparé par un tube métallique, servant de tube de garde et maintenu au potentiel zéro, d'un anneau d'ébonite fixé sur le tube T. On évite ainsi toute espèce de fuite à l'électromètre par l'intermédiaire des supports, et les courants de charge ne peuvent traverser que le gaz. Toute la canalisation qui met en relation l'élec-

trode E avec l'électromètre est, du reste, électrostatiquement protégée.

L'électromètre employé est un électromètre Curie sensible ; son aiguille est chargée en permanence à 90 volts. L'une des paires de quadrants Q' est reliée en permanence à la cage (sol), l'autre Q lui est reliée par l'intermédiaire d'un interrupteur électromagnétique I que l'on peut actionner à distance, et peut ainsi être isolée au moment de faire une mesure. C'est à cette paire de quadrants qu'est reliée l'électrode E. Le tube est chargé à un potentiel variable au moyen d'une batterie de petits accumulateurs. Afin de faire varier le potentiel dans des proportions bien connues et d'éliminer les inégalités des diverses boîtes d'accumulateurs, la batterie entière est fermée sur une très forte résistance R (1 mégohm), dont une des extrémités est au sol, et dont un point variable est relié au tube T. On constitue ainsi une sorte de potentiomètre, au moyen duquel le potentiel du tube T peut être amené depuis la valeur zéro jusqu'à la force électromotrice totale de la batterie de charge.

Quel que soit le potentiel du tube T, toutes les enveloppes métalliques traversées par le gaz depuis la flamme jusqu'à l'électrode lui sont constamment reliées, et par suite sont portées au même potentiel (il est nécessaire à cet effet de les isoler). Les gaz de la flamme, produits ainsi dans un champ nul, ne sont par la suite soumis à aucun champ avant d'arriver dans le tube de mesure, et la distribution des ions peut y être regardée comme uniforme, surtout si l'on considère que l'on soumet à dessein les gaz à des ressauts assez nombreux destinés à les brasser le mieux possible.

Pour vérifier la constance du débit de gaz et mesurer la valeur de ce débit, les gaz arrivent, au sortir du tube T, dans un tube de verre, qui porte en dérivation un manomètre sensible M du type Töpler à bulle de xylène. Les déviations de cette bulle, dues à la chute de pression du gaz le long du tube de verre, c'est-à-dire à la viscosité de l'air, permettent de connaître le débit à chaque instant, après que l'on a fait un étalonnage convenable au moyen d'un vase de Mariotte[1]. Le débit a toujours été parfaitement constant pendant toute la durée d'une série de mesures (en moyenne 150 centimètres cubes par seconde).

---

[1] Voir pour le détail de cette méthode d'étude des débits gazeux : E. Bloch, *Ann. Ch. Ph.*, IV, p. 47 ; 1905.

L'expérience étant mise en marche et le régime permanent atteint, on charge le tube T à des potentiels positifs ou négatifs progressivement croissants, de manière à créer des champs correspondant à l'intérieur du condensateur cylindrique TE. Ce champ amène les charges d'un certain signe sur l'électrode E, de sorte que si, à chaque fois, on isole avec l'interrupteur I la paire de quadrants Q, la mesure faite au chronomètre de la vitesse de déviation de l'électromètre mesure l'intensité du courant qui traverse à ce moment le gaz du condensateur. La courbe donnant les intensités de courant en fonction des potentiels du tube est la courbe dite de saturation. La théorie montre [1] que, si les ions recueillis par l'électromètre ont une mobilité parfaitement définie K, cette courbe doit avoir la forme indiquée sur la *fig.* 2 (courbe I); si l'on construit cette courbe et si l'on détermine l'abscisse V du coude, la mobilité des ions se calcule par la formule :

$$K = \frac{UL\frac{b}{a}}{2\pi l V},$$

dans laquelle a, b et l représentent les rayons des deux armatures du condensateur et la longueur de l'électrode, U le débit du gaz. Si, au contraire, le gaz renferme des ions de mobilités variées, le coude net de la figure doit être remplacé par un raccord à courbure plus ou moins rapidement variable, les abscisses des points à forte courbure permettant encore d'évaluer une mobilité *moyenne* par la même formule [2].

4. — Voici maintenant les résultats des expériences.

Il est facile d'augmenter progressivement la durée du séjour des gaz dans les récipients intermédiaires entre la flamme et le tube de mesure T. Il suffit, pour cela, d'augmenter le volume de ces récipients A, et la connaissance de la durée de séjour se déduira avec une approximation suffisante de celle du débit et du volume total des récipients. J'ai ainsi ajouté peu à peu en série des récipients de plus en plus grands (de 3 à 100 litres), de manière à augmenter la durée du séjour des gaz de quelques secondes à vingt-deux minutes. Or les courbes de saturation ont au début l'aspect de la courbe II (*fig.* 2); peu à peu les courbes se déforment et elles finissent par prendre

(1) Cf. *Ann. Ch. Ph.*, *loc. cit.*, p. 65.
(2) LANGEVIN, *C. R.*, t. CXL, p. 232; 1905.

l'aspect de la courbe III. Les conclusions qu'il faut tirer de là sont évidentes :

Au début, la forme de la courbe se rapproche de la forme théorique I. Il y a donc dans le gaz des ions d'une mobilité assez nettement définie, et, si l'on calcule cette mobilité en se servant de l'abscisse du point H, on trouve des nombres compris entre $0^{mm},5$ et 1 millimètre. A mesure que la durée du parcours imposé aux gaz va en augmentant, la mobilité devient moins bien définie. Cependant sa valeur moyenne diminue fortement, et elle finit par atteindre des valeurs de l'ordre de $0^{mm},01$. *Il s'est donc formé dans le gaz des gros ions, mais il a fallu pour cela un temps allant jusqu'à quinze ou vingt minutes.*

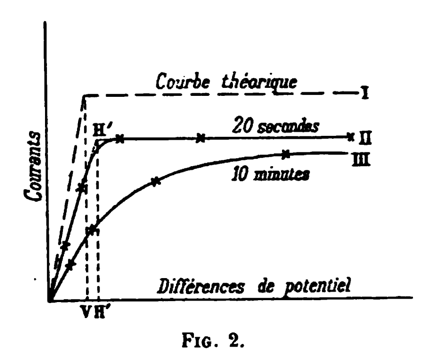


FIG. 2.

Une fois cette limite atteinte, on constate aisément que le courant de saturation correspondant aux ions négatifs est plus intense que celui qui correspond aux ions positifs, et cela dans le rapport de 5 à 4 environ. Le gaz doit donc emporter avec lui un excès de charges négatives. Cette conclusion se vérifie facilement en envoyant les gaz dans un cylindre de laiton rempli de coton et relié à l'électromètre. Ce cylindre, arrêtant toutes les charges présentes dans le gaz, fonctionne comme cylindre de Faraday, et l'électromètre accuse effectivement une charge négative [1].

Les résultats précédents expliquent la valeur 0,7 trouvée pour le rapport ε dans les gaz de la flamme (voir plus haut). Les mesures sur le rapport ε ont en effet été faites dans des conditions telles que les mobilités utilisées étaient voisines de $0^{mm},5$. Il est donc naturel

---

[1] Ce fait était déjà connu depuis assez longtemps, puisque lord Kelvin l'a signalé dès 1897 (*Nature*, avril 1897).

que le rapport du nombre de recombinaisons au nombre total des collisions ait été plus grand que pour les petits ions, sans arriver cependant à égaler tout à fait l'unité. Qu'arriverait-il si, profitant des indications obtenues, on faisait à nouveau la mesure de ε, en opérant cette fois sur des gaz assez *vieux* (15 ou 20 minutes), de manière à avoir des mobilités de l'ordre de $0^{mm},01$? Atteindrait-on la limite $\varepsilon = 1$ que prévoit la théorie ? — Je n'ai pas tenté l'expérience, à cause même de la particularité établie plus haut de l'existence d'une charge négative dans le gaz. Le champ intérieur qui en résulte modifie les conditions théoriques où l'on s'était placé pour faire le calcul conduisant à la connaissance du rapport ε, et l'expérience ne serait plus susceptible d'une interprétation claire.

Au fait maintenant établi de l'existence de gros ions dans les gaz de la flamme suffisamment *vieux*, il faut ajouter ceci : la diminution de la mobilité est assurément due dans les premières secondes à la chute de température; mais, dans les conditions où j'ai opéré, les gaz de la flamme sont entièrement ramenés à la température ordinaire au bout d'un temps qui n'excède pas trente secondes, et cependant à ce moment la faible mobilité limite est loin d'être atteinte. C'est ce qu'un thermomètre quelconque placé dans le tube, et bien isolé thermiquement, permet de vérifier immédiatement. C'est donc à un autre mécanisme qu'au simple refroidissement qu'il faut attribuer la chute progressive et lente de la mobilité qui continue à se produire dans le gaz après les trente premières secondes, et qui, en se prolongeant pendant quinze à vingt minutes, ramène finalement la mobilité à celle qui caractérise en moyenne les gros ions. Il existe dans les ions produits au début une cause d'*instabilité* qui les oblige à accroître peu à peu leur masse jusqu'à un état final d'*équilibre stable*. Cet accroissement de masse, décelé par la décroissance de la mobilité, se fait peut-être par la diffusion vers les centres chargés de la vapeur d'eau contenue dans les gaz de la flamme. Mais, quoi qu'il en soit, il semble certain que la mobilité ne correspond pas à un état stable tant qu'elle n'a pas atteint sa valeur la plus basse. La conclusion la plus importante de ce travail me paraît donc être celle-ci :

Les gaz de la flamme renferment des ions dont la mobilité va en diminuant avec le temps jusqu'à ce qu'elle ait pris (après quinze ou vingt minutes) une valeur finale stable ; elle est alors du même ordre que celle des autres gros ions connus.

5. — Je terminerai en rapprochant ce résultat d'autres faits déjà connus :

1° D'après la théorie de la condensation sur les ions développée par M. Langevin, j'avais émis antérieurement l'hypothèse (*loc. cit.* qu'il ne saurait exister aucun intermédiaire entre les gros ions et les petits ions : ces deux catégories seraient nettement distinctes et sans liaison continue possible. Cette hypothèse, confirmée jusqu'ici par tous les faits, est d'accord aussi avec le résultat précédent, puisque les mobilités intermédiaires observées dans les gaz de la flamme ne sont pas stables et tendent à diminuer. Mais on rencontre ici un caractère nouveau des gros ions, *c'est la possibilité d'une formation remarquablement lente*. M. Langevin (1) a du reste exposé récemment le résultat d'expériences sur le mode de formation des gros ions qui sont pleinement d'accord avec la même hypothèse.

2° L'expérience bien connue de la condensation dans les jets de vapeur réussit avec les rayons de Röntgen et de Becquerel (petits ions), mais d'une manière beaucoup moins brillante qu'avec le phosphore, les flammes et l'aigrette. De ces trois derniers exemples, les deux premiers comportent, d'après ce qui précède, la présence de gros ions. Les gros ions ne seraient-ils pas, dans tous les cas, la cause principale de la condensation intense dans le jet de vapeur? S'il en est ainsi, les gaz avoisinant une aigrette doivent renfermer des gros ions, et diverses indications permettent déjà de faire cette hypothèse avec quelque vraisemblance. Je me propose de revenir plus tard sur cette question, ainsi que sur d'autres cas de gros ions dont l'existence paraît des plus probables (2).

SUR UNE PARTICULARITÉ DE LA DOUBLE RÉFRACTION ACCIDENTELLE DANS LES LIQUIDES

(Deuxième note);

Par M. Lad. NATANSON.

Dans sa première note (3), M. Zaremba admettait évidemment que les équations dont j'avais fait usage dans mon mémoire *Sur une parti-*

(1) Langevin, *Séances de la Société française de Physique*, mai 1905.
(2) Par exemple, les gaz avoisinant une étincelle électrique ou un arc électrique.
(3) *J. de Phys.*, 4e série, vol. III, p. 606; août 1904.

cularité, etc. ([1]), et qui sont virtuellement les équations II, page 187 de ma première note ([2]), peuvent être considérées comme approximativement exactes. Il prétendait seulement (*l. c.*, p. 610) que le *degré d'approximation* de ces équations n'est pas suffisant pour qu'on puisse en déduire le résultat auquel j'étais arrivé [équation (16), page 189 de ma première note].

Dans une note récente ([3]), M. Zaremba, abandonnant virtuellement les équations qui servaient de base à la discussion, se refuse à admettre l'hypothèse que j'ai adoptée au sujet des termes φ_{xy} et ψ_{xy} des équations III, page 187 de ma note. C'est parce qu'il se place à ce point de vue qu'il est amené à rejeter la conclusion énoncée dans les lignes qui précèdent et qui suivent la formule (16) de la page 189 de ma note; conclusion qui, on le reconnaîtra dans un instant, va à l'encontre de l'objection de M. Zaremba, telle qu'elle est formulée dans sa note d'août 1904. Cela étant, on voit non sans surprise que M. Zaremba parle (à la page 515) d'une erreur que j'aurais commise; pour apprécier cette affirmation à sa juste valeur, on n'a qu'à se rapporter à la première équation du système (17), page 189 de ma première note, ainsi qu'aux résultats, concernant les quantités B et A, trouvés à la même page.

Pour bien mettre en évidence les faits que je viens de rappeler, j'observerai que, dans le mémoire de M. Zaremba *Sur une forme perfectionnée de la théorie de la relaxation* ([4]), on trouve non seulement (Voir p. 607) un système d'équations d'où l'on tirerait aisément les équations en question, les équations II de ma note précédente, mais aussi, à la page 612, l'équation

$$\frac{P - H}{2T} + Qr\frac{d\varphi}{dr} = o,$$

où l'on a $q = r\varphi$ [2e équation du système (4), p. 612]. J'observerai que cette équation *sert aux calculs ultérieurs* de M. Zaremba (p. 612 et 613) conduisant à la formule qu'il considère comme *définitive* (p. 613). Or la même équation, jointe à l'équation

$$\text{cotang } 2\chi = \frac{H - P}{2Q}$$

([1]) *Bulletin Int. de l'Acad. d. Sc. de Cracovie*, p. 1; janvier 1904.
([2]) *J. de Phys.*, 4e série, vol. IV, p. 183; mars 1905.
([3]) *J. de Phys.*, 4e série, vol. IV, p. 514; juillet 1905.
([4]) *Bulletin Int. de l'Acad. d. Sc. de Cracovie* pour 1903, p. 594.

que j'ai donnée et que M. Zaremba accepte, conduit immédiatement à la formule que M. Zaremba s'est efforcé de combattre.

Je ne m'arrêterai pas à examiner d'une façon détaillée les considérations au moyen desquelles M. Zaremba répond à certaines autres critiques que j'ai adressées à sa note. J'estime, comme M. Zaremba, que le lecteur du *Bulletin* de l'Académie des Sciences de Cracovie et du *Journal de Physique* dispose, sans de plus amples développements, des documents voulus pour asseoir son jugement.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XV, n° 3 ; 1905.

A. FRANCK. — Versuche zur Ermittelung des Luftwiderstandes, dessen Abhängigkeit von der Geschwundigkeit und der Gestalt der Körper (Recherches sur la détermination de la résistance de l'air, sur la manière dont elle dépend de la vitesse et de la forme des corps). — P. 464-490.

La détermination de la résistance de l'air est faite en étudiant l'amortissement des oscillations d'un pendule formé d'un fil fin portant à son extrémité des corps de diverses formes. L'auteur admet que cette résistance est proportionnelle au carré de la vitesse d'oscillation du pendule, et il cherche à déterminer le coefficient constant qui est le facteur de proportionnalité.

Dans un tableau qu'il n'est pas possible de reproduire ici, l'auteur donne les diverses valeurs de ce coefficient correspondant aux différentes formes du corps oscillant. Ces valeurs oscillent entre 0,0225 pour un ellipsoïde allongé et 0,083 pour un prisme de section rectangulaire. Le dernier nombre est voisin du nombre 0,085 admis par le colonel Renard pour le déplacement orthogonal dans l'air d'un plan de 1 mètre carré de surface avec une vitesse de 1 mètre par seconde.

L. MARCHIS.

K. von VESENDONK. — Zur Thermodynamik (Contribution à l'étude de la thermodynamique). — P. 558-565.

Il est impossible d'appliquer l'égalité de Clausius aux moteurs à combustion interne, dans lesquels les phénomènes d'explosion sont essentiellement irréversibles. Il en est de même dans les cas où il se

produit des mouvements tourbillonnaires, comme dans les turbines à vapeur. Dans les transformations qui se produisent dans tous ces moteurs, il faut employer l'inégalité de Clausius.

L. MARCHIS.

E. HAENTZSCHEL. — Ueber die Berechnung der Konstanten *a* und *b* der Van der Waalschen Gleichung aus den kritischen Werten (Calcul des constantes *a* et *b* de l'équation de Van der Waals à partir des éléments critiques). — P. 565-574.

Étude de transformation de la formule de Van der Waals en introduisant les éléments critiques d'un corps. L. MARCHIS.

RUDOLF LAEMMEL. — Notizen über die Atomwärme fester Elemente (Remarque sur la chaleur atomique des éléments solides). — P. 551-558.

L'auteur montre combien est peu approchée la loi de Dulong et Petit ; la chaleur atomique des éléments solides peut en effet varier entre 3,5 et 9,5.

Il compare les divers nombres représentant les chaleurs atomiques des éléments à leur température de fusion et trouve que ces nombres sont compris entre 9 et 10. L. MARCHIS.

T. XVI, n° 4 ; 1905.

A. GOLDHAMMER. — Die Farbenempfindlichkeit des Auges und die photometrische Helligkeit der leuchtenden Körper (La sensibilité de l'œil aux couleurs et l'éclat photométrique des corps lumineux). — P. 621-652.

Essai de représentation analytique de la sensibilité de l'œil pour les couleurs en fonction de la longueur d'onde. On prend comme point de départ la théorie de Young-Helmholtz, et l'on définit l'intensité d'une couleur spectrale quelconque comme une fonction linéaire et homogène des intensités des *sensations élémentaires* correspondant aux trois couleurs fondamentales [1]. La fonction, à trois termes, peut se réduire à deux ou même à un pour les yeux atteints de cécité colorée simple ou double ; on peut même, pour les yeux normaux, la réduire à deux, la troisième couleur fondamentale appartenant à une région peu intense du spectre.

---

[1] Cf. A. KÖNIG et DIETERICI, *Zeitschr. f. Psychol. und Physiol. des Sinnes organe*, t. IV ; 1893 ; — et *Helmholtz Festgrusz*, p. 344.

Soit $F(\lambda)$ cette fonction ; si $e_\lambda d\lambda$ représente l'énergie correspondant à la bande spectrale de largeur $d\lambda$, la sensibilité de l'œil pour cette bande est définie par $\frac{F(\lambda)}{e_\lambda} = \varphi(\lambda)$, et on pourra écrire :

$$F(\lambda)\, d\lambda = \varphi(\lambda)\, e_\lambda d\lambda.$$

La formule de Wien donne $e_\lambda d\lambda$ en fonction de la température pour le corps noir ; Rasch a donné [1] une relation entre l'intensité photométrique totale et la température. En écrivant que l'intégrale $\int_0^\infty \varphi(\lambda)\, e_\lambda d\lambda$ a la valeur calculée par Rasch, on arrive à exprimer assez simplement $\varphi(\lambda)$, et à construire la courbe qui la représente. Il est curieux de constater que cette courbe coïncide assez exactement avec la plupart des courbes représentant les résultats d'observations de König sur des yeux normaux ou anormaux.

P. Lugol.

W. MERCKENS. — Ueber strahlenartige Einwirkungen auf die photographische Bromsilbergelatine (Actions sur le gélatino-bromure analogues à celles des radiations). — P. 667-683.

Il s'agit des actions, déjà maintes fois signalées, exercées par de nombreuses substances, telles que le bois, le papier, les résines, certains métaux, l'ozone, l'eau oxygénée..., et attribuées par les uns à une radio-activité spéciale, par les autres à l'action chimique directe sur le bromure de vapeurs émises par ces substances, principalement de vapeurs d'eau oxygénée qui prendrait naissance sous l'action de la lumière à la surface des substances actives exposées à l'air [2]. L'auteur se range à la dernière opinion pour les raisons suivantes :

La plaque, garantie du côté verre par une feuille d'étain, est placée verre en dessous au-dessus d'une couche d'eau oxygénée dans une boîte revêtue intérieurement de papier d'étain pur et parfaitement brillant (le vase qui contient l'eau oxygénée et les supports de la plaque sont entièrement revêtus du même papier). Elle n'est pas impressionnée

(1) *Ann. d. Phys.*, t. XIV, p. 193 ; 1904 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 86.
(2) Voy. Russel, *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 60, et t. IX, p. 282 et 29. — Graetz, *ibid.*, 4e série, t. II, p. 425 ; — Blass et Czermak, ce vol., p. 117 ; — Van Aubel, ce vol., p. 151.

comme elle le serait par une radiation réfléchie ou diffusée contre les parois métalliques ; traitée par un révélateur lent, la gélatine noircit par la face en contact avec le verre, et non par la face libre, comme cela se produit avec une radiation. L'action ne se produit pas sur des plaques débarrassées d'eau par dessiccation à 120-125° ; celle de la lumière persiste dans ces conditions. Il est probable que l'oxygène libéré par la décomposition de l'eau oxygénée oxyde le bromure d'argent et le transforme en un corps plus facile à réduire ; si on lave respectivement à la potasse et à l'acide sulfurique les deux moitiés d'une plaque qui a été exposée à l'eau oxygénée, et si on les rince à fond, le développement fera apparaître dans le premier cas une image très intense (l'action de la potasse a augmenté le dégagement d'oxygène par H^2O^2), dans le second une image très faible. Les affaiblisseurs de l'image latente due à l'action de la lumière sont sans action sur l'image latente due à l'eau oxygénée. La « photéchie » de Blass et Czermak a pu être expliquée par la formation d'eau oxygénée. L'explication est confirmée par ce fait que, si on lave soigneusement à la potasse, puis à l'eau pure, et si on dessèche enfin dans le vide une lame de magnésium, métal très « photéchique », elle n'impressionne plus, même au contact, la plaque photographique ; il en est de même si on la chauffe fortement avant de la faire agir sur la plaque.

Il est très remarquable que l'ordre d'activité des métaux Mg-Al-Zn-Cd-Ni-Co-Pb-Sn (ce dernier à peu près inactif) coïncide avec la série des tensions de Volta ; la propriété de donner H^2O^2 au contact de l'air sous l'action de la lumière serait donc liée au caractère électropositif des métaux.

Des essais pour étudier l'effet sur la plaque photographique d'un courant électrique ou d'actions magnétiques n'ont pas donné de résultat.

L'auteur signale enfin un procédé intéressant de reproduction d'un négatif. Après l'avoir longtemps maintenu dans l'obscurité ou l'avoir chauffé à 120°, puis refroidi, on le copie à la lumière de l'arc sur un papier à la celloïdine neuf ; on place alors le papier contre une plaque neuve, couche contre couche, et on laisse vingt-quatre heures dans la chambre noire ; le développement de la plaque fournit un nouveau négatif identique au premier, mais sur lequel le grain du papier est naturellement visible.

P. Lugol.

H. HERMANN. — Messung der Wellenlängen roter Linien in einiger Bogenspektren (Mesure des longueurs d'onde de raies rouges dans quelques spectres d'arc). — P. 684-707 (Diss. inaug. de Tübingen).

Ce mémoire contient la description et la discussion de l'installation d'un spectrographe à réseau concave (dispositif de Runge-Paschen), une recette pour rendre les plaques photographiques sensibles au rouge et à l'infra-rouge, des mesures de raies de Na, K, Mg, Ca, Ba, Hg entre 6.000 et 9.200 U. Å., leur comparaison avec des mesures antérieures, le calcul des formules de Ritz (1) pour les premières séries secondaires de Cd, Zn, Hg, et un essai relatif aux raies correspondant à $m = 2$ dans ces formules. P. Lugol.

K. PRYTZ. — Mikroskopische Bestimmung der Lage einer spiegelnden Fläche. Optischer Kontakt (Détermination microscopique de la position d'une surface réfléchissante. Contact optique). — P. 735-745.

La méthode consiste à amener au contact de la surface un objet microscopique, constitué par l'image réelle d'une surface lumineuse projetée par l'objectif lui-même. s est une tige conique en verre, re-

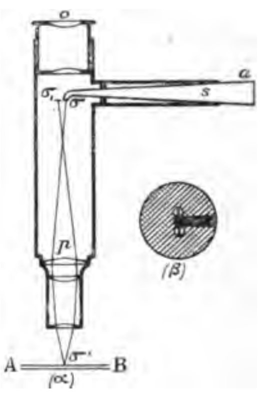


Fig. 1.

courbée à son extrémité comme l'indique la *fig.* 1 ; α, la petite base de 1 millimètre de diamètre environ, est polie et orientée parallèlement à l'axe de la tige ; elle porte deux traits parallèles distants de 1/4 de millimètre ; la tige a été argentée sur toute sa surface, sauf sur la base a, et on a enlevé l'argenture sur la petite base σ, en ayant soin de

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 930 ; 1903.

la laisser subsister dans les deux sillons ; au-dessus de l'objectif se trouve un biprisme de 179°,36 d'angle dont les arêtes sont perpendiculaires à la direction des traits tracés sur σ. On voit facilement que, si l'on dirige sur a un faisceau de lumière, la surface σ, vivement éclairée, joue le rôle d'objet lumineux ; cette surface se trouve exactement dans le plan d'un réticule sur lequel est pointé l'oculaire positif o. Si la surface AB est dans le plan conjugué du réticule, il se formera sur cette surface même deux images réelles de σ décentrées en sens inverse, mais de très peu ; l'objectif projettera ces images dans le plan du réticule (*fig.* 1 β). Si la surface AB ne coïncide pas avec σ', l'image de retour sera celle d'un objet symétrique de σ' par rapport à AB ; l'exactitude du pointé sera donc deux fois plus grande que si l'on regardait une préparation ordinaire. Les images σ' sont assez petites $\left(\frac{1}{20}\right.$ de millimètre de diamètre, $\frac{1}{800}$ de millimètre de distance entre les traits dans ces images, avec un objectif grossissant vingt fois$\left.\right)$ pour que l'on puisse repérer la position d'une surface courbe. Des essais dont on trouvera le détail dans le mémoire ont montré qu'avec un oculaire de grossissement 8 associé à l'objectif précédent, le *contact optique* de σ' et d'une surface réfléchissante plane peut être réalisé à $0^{\mu},57$ près.

Conserverait-on cette précision si l'on voulait appliquer la méthode au repérage d'un niveau de mercure dans un manomètre, comme l'indique l'auteur? Le procédé n'en est pas moins intéressant. Autre application : mesure du diamètre d'une goutte ou d'une veine liquide au moyen de deux microscopes, dont l'un serait monté sur un chariot muni d'un mouvement micrométrique et pointerait l'image objective de la source lumineuse de l'autre. P. Lugol.

N° 5 ; 1905.

Carl FRITSCH. — Das Bogenspektrum des Mangans (Le spectre du manganèse dans l'arc). — P. 793-837.

Catalogue de 1.350 raies environ, mesurées sur des photographies prises avec un spectrographe à réseau concave de $6^{m},50$ de rayon, et s'étendant de 5748,75 à 2346,584 U. Å. Pour les longueurs d'onde inférieures à 4.494 U. Å., on a pris les repères normaux de Kayser, rapportés à la valeur donnée pour D_1 par Rowland. Au delà, on a choisi 17 raies du fer déterminées par Pérot et Fabry ; le raccord a

été fait au moyen du rapport des longueurs d'onde attribuées à D_1 par Rowland et par Pérot et Fabry. P. Lugol.

Victor HENSEN. — Ueber die Umwandelung periodischer Massenanhäufungen in akustisch wirksame Bewegungen (Sur la transformation de condensations périodiques de masse en mouvements ayant un effet acoustique). — P. 833-863.

L'auteur a montré antérieurement [1] qu'il se produit un son lorsque, dans une masse fluide en repos ou s'écoulant d'un mouvement continu (ortho-lamelle, ortho-courant ou ortho-masse), on fait pénétrer sous un angle quelconque une lamelle ou un tourbillon (lamelle transversale) qui détermine une *condensation périodique du courant*. Il rapporte aux sons ainsi produits les *sons de biseau* (courant gazeux se brisant sur un obstacle en biseau, ou s'écoulant par des tuyaux coudés), bruits du vent dans les cordages, de la mer qui se brise, des chutes d'eau, sons de l'air fouetté, sons de flammes, sons de frottement (deux courants s'écoulant par des fentes parallèles voisines — Tyndall), sons de sirène. Leur caractère commun est d'être dépourvus de résonance.

L'auteur décrit de nouvelles expériences tendant à établir l'existence constante de cette lamelle transversale, dont le rôle fondamental a été contesté ou méconnu, notamment pour la formation du son dans les tuyaux sonores [2]. Il a en outre pu mesurer, au moyen d'un tube à orifice très étroit relié à un manomètre à éther, la vitesse des différents filets de l'ortho-lamelle s'écoulant par une fente en face d'un biseau, à différentes distances du milieu de la fente dans le sens perpendiculaire et à différentes hauteurs. Il a été conduit à se représenter les faits de la manière suivante : 1° une condensation ou une raréfaction brusque de matière déterminent au point même où elles se produisent une augmentation ou une diminution de pression qui se propagent dans l'espace avec la vitesse du son ; 2° tant que les masses introduites dans le courant principal n'ont pas été amenées par le frottement à l'état d'équilibre avec l'espace environnant, des boursouflures successives, que l'on peut comparer aux perles d'un collier, se propagent dans le courant lui-même ; si ce courant est dirigé dans un tube (tuyaux à anche, larynx), il se produit une accélération

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 670 ; 1900 ; — et t. X, p. 290 ; 1901.
(2) Friedrich, *J. de Phys.*, 4e série, t. I, 466 ; 1902 ; — Weerth, *ibid.*, t. II, p. 840 ; — Wachsmuth, *ibid.*, t. III, p. 946 ; 1903.

périodique qui se traduit, sur la membrane d'un téléphone, par une vibration transversale. S'il rencontre une corde convenablement accordée ou le conduit auditif, il pourra évoquer une sensation musicale correspondant à ses vibrations. Un corps convenablement accordé peut également être mis en vibration musicale s'il se trouve sur le trajet du mouvement ; il *somme* les chocs *successifs* et la vibration excitée peut être entretenue par ceux qui arrivent ensuite (1).

P. LUGOL.

WALTER FRICKE. — Ueber Brechungs exponenten absorbierender Flüssigkeiten in ultravioletten Spektrum (Indices de réfraction de liquides absorbants dans le spectre ultra-violet). — P. 865-889.

La méthode indiquée par le Prof. Straubel est la suivante : On

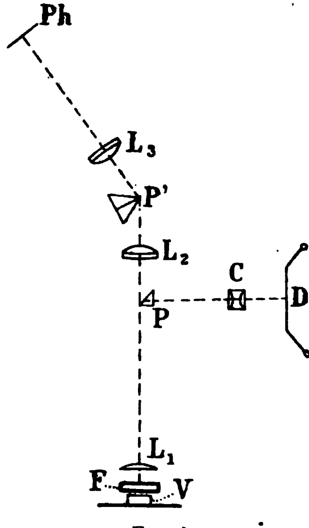


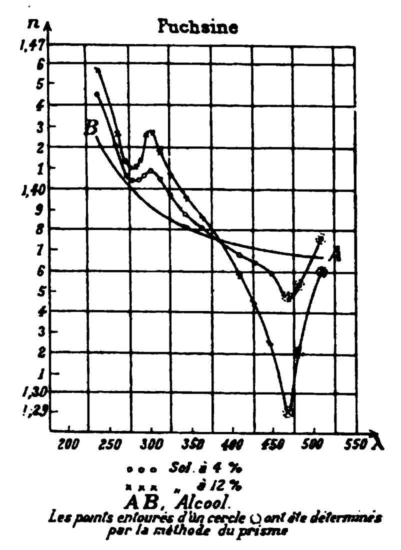
FIG. 1.

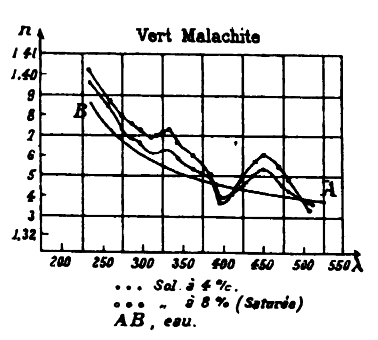
D, déflagrateur; — C, condenseur; — P, prisme à réflexion totale; — L_1, lentille de quartz; — F, V, appareil à interférences; — L_2, L_3, lentilles achromatiques en quartz-fluorine ; — P′, prisme de Cornu; — Ph, plaque photographique dans le plan focal de L_3.

reçoit dans un spectrographe la lumière émise par une étincelle, et

(1) L'auteur renvoie pour certains détails à deux autres mémoires : « Das Verhalten des Resonanzapparates » (*Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin*, 38, 192) ; « Das graphische Verfahren » (*Nachrichten d. Gesellsch. d. Wissenschaften zu Göttingen*, 1904, 2e fascicule).

que l'on a fait interférer sur les deux faces d'une lame liquide en forme de coin, formée entre une plaque de verre horizontale V et une plaque de fluorine F sur laquelle sont tracés deux traits parallèles; les franges sont réglées parallèlement à ces traits (*fig.* 1). Si la fente du spectrographe leur est perpendiculaire, les raies du spectre





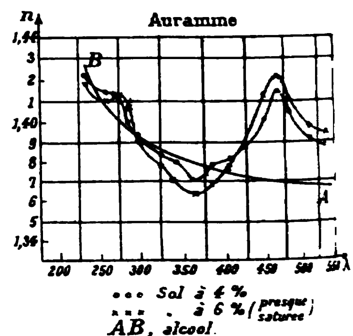
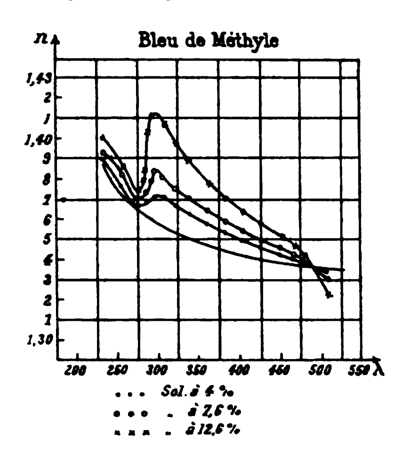
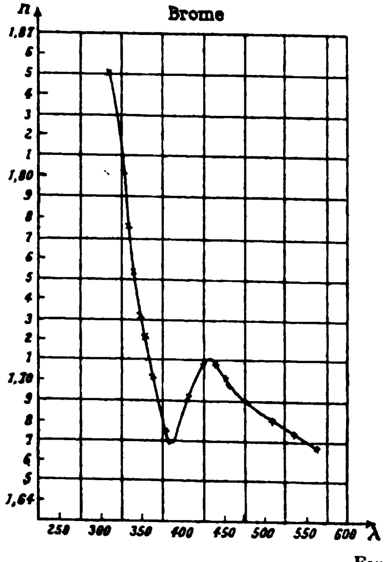


Fig. 2.

seront barrées de stries régulières qui représentent les franges noires, et dont l'écartement varie avec la longueur d'onde. La mesure consiste à compter au microscope, sur les photographies, le nombre de franges et de fractions de frange comprises entre les images des deux traits; soient λ_1 et λ_2 les longueurs d'onde dans l'air

de deux radiations, n_1 et n_2 les indices correspondants, m_1 et m_2 les nombres de franges compris entre les traits ; les longueurs





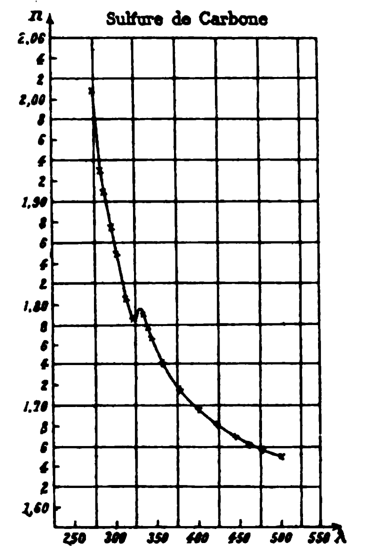


Fig. 3.

d'onde dans la substance étant $\frac{\lambda_1}{n_1}$ et $\frac{\lambda_2}{n_2}$, on a évidemment :

$$\frac{m_1\lambda_1}{n_1} = \frac{m_2\lambda_2}{n_2};$$

il suffira de connaître n_2 pour avoir n_1.

L'exactitude des mesures dépend de l'approximation avec laquelle on connait l'indice de référence n_2 et les nombres m_1 et m_2 ; ceux-ci sont d'autant mieux déterminés que les franges sont plus serrées, mais on est limité par la nécessité de laisser à la couche interférente une faible épaisseur, sous peine de ne rien voir dans la région d'absorption dès que la concentration de la matière devient supérieure à 0,5 0/0 ; on peut aller plus loin en dorant la surface de la plaque de verre V. On a dû, pour les solutions les plus concentrées et pour le brome, avec lequel on n'a pu observer d'interférences, mesurer certains indices par la méthode du prisme à angle variable; les nombres se placent bien sur les courbes qu'a données la méthode interférentielle.

Les résultats donnés pour 23 raies allant de 231,29 à 562 μμ. et appartenant au plomb, au thallium, au cadmium et au magnésium, concernent : l'alcool absolu; des solutions alcooliques de fuchsine à 4 et à 12 0/0 et d'auramine à 4 et à 6 0/0; des solutions aqueuses de vert malachite à 4 et à 8 0/0 et de bleu de méthylène à 4, à 7,6 et à 12,6 0/0 ; le brome, le sulfure de carbone.

Les résultats sont rassemblés dans les graphiques *fig.* 2 et 3.

Fuchsine. — Deux bandes d'absorption, l'une entre 590 et 470 μμ, l'autre entre 300 et 275.

		Indice				
	λ (dans l'air)	Alcool	Solution de fuchsine			
			à 4 0/0		à 12 0/0	
1re bande : Cd.	508,59	1,3667	1,376	± 0,005	1,36	± 0,01
»	480,00	1,3674	1,354		1,32	
»	467,83	1,3688	1,348		1,29	
Mg.	448,13	—	1,359		1,325	
Pb.	424,52	—	1,364		1,345	
2e bande : Cd.	298,12	1,392	1,408		1,428	
Tl.	292,16	—	—		1,426	
	288,12	—	1,405		—	
Mg.	285,22	—	1,404		1,413	
	280,20	—	—		1,410	
Cd.	274,48	1,399	1,403		1,409	
Pb.	266,33	—	1,405		1,411	
Cd.	257,32	1,409	1,421		1,427	

Vert malachite. — Outre la bande d'absorption de 670 à 450 μμ, on a reconnu deux bandes de 450 à 400 μμ et de 330 à 300.

	λ	Indice	
		Solution à 4 0/0	Solution à 8 0/0 (saturée)
1re bande :	448,13	1,352	1,357
	438,70	1,348	1,355
	424,52	1,344	1,347
	405,80	1,342	1,341
	395	1,338	1,335
	383,36	1,348	—
	380,12	—	1,350
2e bande :	333,18	1,361	1,372
	326,12	1,362	1,371
	317,55	1,360	1,370
	303,42	1,361	1,369
	298,12	1,366	1,371
	285,22	1,368	1,375

Auramine. — Les bandes coïncident avec celles de la nitrosodiméthylaniline; elles s'étendent de 467 à 361 et de 275 à 237.

	λ	Indice		
		Alcool	Auramine	
			à 4 0/0	à 6 0/0 (presque saturée)
1re bande :	467,83	1,3688	1,414	1,421 (max.)
	448,13	—	1,400	1,412
	405,80	1,373	1,380	1,378
	383,36	—	1,377	1,369
	361,19	1,378	1,370	1,363
	340,36	1,382	1,379	1,370
2e bande :	285,22	—	1,398	1,407
	274,48	1,399	1,409	1,411
	266,33	—	1,412	—
	257,32	1,409	1,414	1,410
	231,29	1,426	1,423	1,426

Bleu de méthylène. — Bande entre 300 et 270 μμ.

λ	Indice			
	Solution à 4 0/0	Solution à 7,6 0/0	Solution à 12,6 0/0	
323,00	1,366	1,377	1,400	
309,09	1,372	1,380	1,409	
298,12	1,372	1,385	1,412	± 0,006
292,89	—	1,377	1,403	± 0,006
285,22	1,370	1,375	1,386	± 0,006
274,48	1,368	1,370	1,375	± 0,006
257,32	1,377	1,383	1,388	
231,29	1,391	1,394	1,401	

Brome. — Bande d'absorption de 450 à 390 μμ; la vibration propre signalée par Martens à 413 μμ serait, d'après les expériences,

vers 383 ; de même, celle qu'il fixe vers 305 $\mu\mu$ serait plus loin, l'indice étant encore croissant pour $\lambda = 309$.

λ.	438,70	424,52	405,80	383,36	377,61	361,19	351,34
Indice. . .	1,707	1,709	1,693	1,670	1,675	1,701	1,722
		± 0,006					

Sulfure de carbone à 18°. — Bande d'absorption très peu marquée vers 326 $\mu\mu$.

λ	340,36	335,25	326,12	317,52	304,73
Indice. . . .	1,775	1,791	1,782	1,807	1,852

P. Lugol.

J. PRECHT et C. OTSUKI. — Strahlungsähnliche Erscheinungen bei Wasserstoffsuperoxyd (Phénomènes rappelant des effets de radiation, avec l'eau oxygénée). — P. 890-906.

Les effets singuliers exercés sur la plaque photographique par l'eau oxygénée ont été attribués par Graetz ([1]) à quelque nouvelle substance radio-active. Les auteurs, à la suite d'expériences qui paraissent probantes, concluent tout simplement à une action directe de la vapeur d'eau oxygénée.

La prétendue radiation ne traverse ni l'aluminium (quand on prend des précautions suffisantes), ni l'ébonite, ni le verre. L'action s'exerce à travers le papier, le caoutchouc, le celluloïd, le baume de Canada étendu sur le celluloïd, mais on peut alors constater, au moyen de la solution sulfurique de bioxyde de titane, la présence d'eau oxygénée dans la substance. On ne peut pas attribuer l'action à des ions d'oxygène émis par l'eau oxygénée, puisque cette dernière, même pulvérisée, est sans action sur un jet de vapeur ([2]) ; pas davantage à l'ozone, dont le *tétraméthyldiparadiamidodiphénylméthane* ne montre pas de traces au voisinage de la surface de l'eau oxygénée ; si on empêche les vapeurs d'arriver au contact de la plaque, il n'y a pas d'action, et, dans tous les cas où l'on a constaté une action, l'oxyde de titane a permis de rencontrer l'eau oxygénée. La question paraît donc bien tranchée dans le sens d'une action chimique directe.

L'effet de différences très faibles entre la température de la couche et celle d'objets que l'on pose sur le côté verre de la plaque (dont la

([1]) *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. II, p. 325; 1903.
([2]) Richarz et R. von Helmholtz, *Wied. Ann.*, t. XL, p. 161 ; 1890.

couche sensible est tournée vers l'eau oxygénée) s'explique par la condensation de la vapeur, qui se fait inégalement, et une variation extraordinairement rapide avec la température de l'action chimique de l'eau oxygénée sur le bromure d'argent. *L'action de bord* et *l'effet rétrograde* de Graetz s'expliquent très bien par ces considérations; ces phénomènes disparaissent d'ailleurs quand on emploie les pellicules, pour lesquelles on peut admettre l'égalité de température des deux faces.

L'action photographique de l'eau oxygénée croît avec la concentration des solutions jusqu'à un maximum, et décroît ensuite; cela s'explique très bien par le fait que l'on a affaire à un mélange dont la vapeur a une pression et une composition variable avec la concentration; le maximum d'effet correspond vraisemblablement au mélange qui dégage dans l'unité de temps la masse la plus forte de vapeur d'eau oxygénée.

Enfin, à concentration constante, l'action chimique croît avec la durée d'exposition jusqu'à un certain maximum, puis décroît, phénomène tout à fait analogue à la solarisation. P. Lugol.

J.-E. LILIENFELD. — Ueber eine allgemeine und hervorragend empfindliche Methode zur spektralen qualitativen Elementaranalyse von Gasgemischen (Méthode générale et remarquablement sensible pour l'analyse spectrale qualitative élémentaire des mélanges gazeux). — P. 931-942.

Le mode d'excitation ordinaire des tubes de Geissler se prête mal à l'analyse qualitative des mélanges gazeux, car il manque de sensibilité dans un très grand nombre de cas. On obtient des résultats incomparablement meilleurs en prenant un tube à électrode extérieure, dans lequel est soudé un tube capillaire, et le plaçant en dérivation sur un circuit qui comprend un condensateur, une coupure et un solénoïde en gros fil de cuivre. La résistance considérable du tube à gaz n'intervient plus ici pour amortir les oscillations, comme cela a lieu lorsqu'il est intercalé dans le circuit, et l'on peut, même avec des bobines de faible puissance, obtenir des oscillations énergiques. La pression la plus favorable dans le tube à décharges est de 3 à 5 millimètres; on prend comme diamètre du tube capillaire $0^{mm},2$ ou $0^{mm},3$ pour les faibles intensités, $0^{mm},7$ à 1 millimètre pour les fortes décharges.

Ce montage a permis à l'auteur d'apercevoir nettement les raies

de l'hélium dans l'azote avec 0,7 0/0 d'hélium (Collie et Ramsay indiquent comme minimum 10 0/0), celles de l'argon dans l'air atmosphérique (0,932 0/0), celle de H et de Az dans la vapeur de mercure avec 0,7 0/0 de ces gaz (au lieu de 30 0/0 environ indiqués par Wiedeman).

Il signale ce fait qu'un tube que l'on a laissé reposer pendant une heure environ ne se donne pas de suite son spectre complet, quand on l'excite de nouveau; on ne voit d'abord que les raies les plus fortes; les plus faibles n'apparaissent que graduellement.

Le mémoire se termine par quelques considérations générales sur l'affaiblissement du spectre d'un gaz par un autre gaz; l'auteur y voit un phénomène analogue à la diminution produite dans la dissociation d'un électrolyte par la présence d'un autre électrolyte.

P. Lugol.

Victor BIERNACKI. — Ueber durch galvanische Zerstäubung hergestellte Eisenspiegel (Miroirs en fer préparés par pulvérisation galvanique). — P. 943-950.

On porte au rouge au moyen d'un courant électrique une bande de fer de 4 centimètres de longueur environ, 1 millimètre de large et $0^{mm},2$ d'épaisseur, tendue dans un tube au-dessous d'une plaque de verre parfaitement nettoyée; on peut faire le vide dans le tube à 1/1000 de millimètre; si l'on veut avoir un dépôt bien plan, il ne faut pas placer le ruban de fer trop près de la plaque.

Les dépôts ainsi obtenus conservent très longtemps inaltéré leur pouvoir réflecteur. Comme les dépôts galvaniques, ils ont un magnétisme rémanent très élevé; il est extrêmement stable, comparable à celui de la pierre d'aimant, et permet de les utiliser à la fois comme aimant et comme miroir dans les galvanomètres. Leur pouvoir réflecteur pour la lumière blanche est 0,57. Leur indice, déterminé par la mesure de la polarisation elliptique acquise après réflexion par de la lumière rectiligne, est 2,33 dans le rouge et 1,89 dans le bleu, valeurs très voisines de celles qu'ont obtenues d'autres physiciens pour le fer pur; si donc ils contiennent de l'oxyde de fer, c'est en quantité insignifiante.

P. Lugol.

J. PETRI. — Einige neue Erscheinungen, welche durch Radiumbromid auf der photographischen Platte veranlasst werden (Quelques phénomènes nouveaux, provoqués sur une plaque photographique par le bromure de radium). — P. 951-958.

Trois pièces de monnaie, l'une d'argent, l'autre de nickel, la troisième de billon, sont placées côte à côte, sans se toucher, sur la plaque photographique. A côté se trouvent quatre aimants superposés par leur pôle nord, chacun en retrait de 2 millimètres environ sur celui qui est au-dessus ; l'aimant inférieur est à 1 1/2 centimètre environ de la pièce la plus rapprochée. Au bord de l'aimant supérieur est disposée une capsule renfermant 10 milligrammes de bromure de radium.

Après développement, on observe à l'extrémité de l'aimant voisine de la pièce d'argent une pointe ; entre la pièce de nickel et celle de billon, un pont, et aux points les plus rapprochés entre eux de la pièce d'argent et de celle de billon, d'une part, de la pièce d'argent et de celle de nickel, d'autre part, des enfoncements très nets.

Ces phénomènes sont dus aux courants thermoélectriques provoqués par les rayons calorifiques du bromure de radium : l'action simultanée du champ magnétique et de ces courants est nécessaire à leur production. C'est la concentration des rayons par ces champs de force qui est la cause des effets observés.

M. Lamotte.

M. REINGANUM. — Bemerkung zur Elektrooptik der Metalle (Remarque sur l'électro-optique des métaux). — P. 958-960.

D'après les recherches de Rubens et Hagen, la conductibilité des métaux est normale quand la longueur d'onde atteint 10 μ, ce qui correspond à une période de 3,33 10^{-14} sec. Dans la théorie des électrons, la conductibilité cesse d'être normale en supposant la force électrique périodique, quand la durée d'une demi-période de la force devient du même ordre de grandeur que le temps séparant deux collisions des électrons qui transmettent le courant.

Les résultats obtenus par ces considérations sont d'accord avec ceux qu'on déduit des théories complètes.

M. Lamotte.

T. XVII, n° 6; 1905.

N. KAPZOV. — Ueber die Druckkräfte der Wellen, welche sich auf einer Flüssigkeitsoberfläche ausbreiten (Forces de pression des ondes qui se propagent sur une surface liquide). — P. 64-77.

Lord Rayleigh a montré (¹) qu'un corps qui s'oppose à la libre propagation d'un mouvement oscillatoire dans un milieu déterminé subit des forces de pression indépendantes des conditions physiques du mouvement, et dépendant seulement de la densité d'énergie de ce mouvement à la surface limite du corps.

L'auteur a cherché à évaluer ces forces de pression sur une paroi s'opposant à la propagation d'ondes rectilignes à la surface de l'eau. Le liquide est placé dans une grande cuve en zinc verni ($200 \times 200 \times 7^{cm},5$) ; les ondes sont engendrées par une latte horizontale ayant à peu près la largeur de la cuve, parallèle à un des bords, suspendue à une poutre un peu comme le battant d'un métier à tisser, et animée d'un mouvement périodique de va-et-vient par une sorte d'excentrique commandé par un moteur. Les rides viennent frapper la paroi d'un flotteur orienté perpendiculairement à la direction de propagation, et qui peut entraîner les sphères de deux pendules identiques (ligne des centres parallèles à la paroi); le flotteur s'arrête quand les forces de pression qu'il subit équilibrent les forces qui rappellent les pendules vers la verticale, et que l'on évalue en mesurant l'élongation. Pour éviter la production d'ondes stationnaires, la paroi frappée fait un petit angle avec l'horizon, et les réflexions aux deux bords de la cuve parallèles aux rides sont empêchées par le même procédé. On mesure la fréquence du mouvement par un compteur de tours; la longueur d'onde, en photographiant au moyen d'une étincelle une bande étroite de papier quadrillé dont la grande dimension est parallèle à la direction de propagation, tout près de la surface, et l'image ondulée qu'en donne la surface ; l'amplitude, en réglant deux vis à pointes se faisant face, de telle sorte que la pointe supérieure soit effleurée par les crêtes, la pointe inférieure par les creux des rides. Enfin on déterminait l'épaisseur de la couche troublée en cherchant à quelle profondeur un fil horizontal lié à un appareil de torsion n'est plus influencé par le mouvement; cette épaisseur (quelques millimètres) est de l'ordre de

(¹) *Phil. Mag.*, 6e série, t. III, p. 338; 1902.

l'amplitude des ondes ; cette circonstance, jointe à la faible vitesse des ondes, rend l'action de la couche troublée négligeable vis-à-vis des pressions que l'on mesure. La surface doit être rigoureusement propre, et souvent renouvelée.

Soit P (236 grammes) la masse des pendules, L (1.500 centimètres) leur longueur, l (50 centimètres) la largeur du flotteur, d l'élongation des pendules ; la *pression* p par unité de longueur est :

$$p = \frac{Pgd}{lL} = 3{,}1 \cdot d \text{ dynes.}$$

On calcule d'autre part, pour l'énergie répartie sur 1 centimètre carré de la surface (énergie potentielle des parties situées au-dessus du niveau moyen, énergie superficielle, énergie cinétique), la valeur

$$Q = \frac{1}{2}\left(g + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}\,T\right)\alpha^2,$$

où λ désigne la longueur d'onde, T la tension superficielle et α l'amplitude. Le tableau suivant résume les résultats.

Fréquence (par minute)	α (cm)	$\frac{4\pi^2}{\lambda^2}T$	p	$\frac{1}{2}Q$	$p : \frac{1}{2}Q$
154	0,30	5,8	25,8	22,2	1,16
190	0,36	13,4	38,6	33,0	1,17
206	0,43	15,3	46,3	47,2	0,98
266	(0,34)	(38,5)	21,5	(30,3)	(0,71)

(Les nombres entre parenthèses ne sont pas très sûrs.)

On voit : 1° que l'énergie de tension superficielle n'est qu'une faible fraction de l'énergie totale ; 2° que le rapport de la pression à l'énergie est constant, ce qui confirme la théorie de lord Rayleigh.

P. LUGOL.

H. RUBENS et O. KRIGAR-MENZEL. — Flammenröhre für akustische Beobachtungen (Tubes à flammes pour expériences d'acoustique). — P. 149-164.

Un tube de laiton de 4 mètres de long et 8 centimètres de diamètre, fermé à l'une de ses extrémités, est muni à l'autre d'une coulisse qui peut allonger de 50 centimètres environ, et que ferme une mince membrane de caoutchouc convenablement tendue ; un ajutage latéral amène du gaz d'éclairage, qui peut s'échapper par une série de trous équidistants, de 2 millimètres à peu près, et percés, au nombre d'une centaine, le long de la génératrice opposée ; deux

minutes après avoir admis le gaz, on allume les petites flammes, et l'on règle l'arrivée du gaz de manière qu'elles aient à peu près 1 centimètre de hauteur et que leur pointe soit jaune. Si l'on approche de la membrane une source sonore (tuyau, diapason, cloche...), il s'établit dans le tube un état vibratoire stationnaire accusé par une dénivellation des flammes, et qui présente les caractères suivants :

Si le son est très intense, les flammes présentent, comme on pouvait s'y attendre, leur maximum d'éclat aux nœuds, le miroir tournant montre qu'elles vibrent ; la distance des nœuds est normale (la demi-longueur d'onde correspondant à la fréquence du son, à la densité et à la température du gaz). C'est le premier état.

Si le son est peu intense, les flammes ont leur maximum d'éclat aux ventres, et elles ne vibrent pas. C'est le deuxième état. De plus, les distances des nœuds ne représentent la demi-longueur d'onde du son que pour les fréquences supérieures à une certaine limite qui s'abaisse quand on diminue le nombre des trous ou leur diamètre; pour les fréquences plus basses, la longueur d'onde *apparente* est beaucoup trop grande.

La consommation de gaz est plus grande pendant la résonance que pendant le silence du tuyau.

Avec un son énergique à amortissement rapide (diapason ou cloche fortement excités), on peut, pendant l'amortissement constater, le passage du premier état au second.

Voici l'explication donnée par les auteurs : le deuxième état serait dû au frottement contre les parois du tube de la masse gazeuse vibrant longitudinalement ; la couche contiguë à la paroi ne peut pas prendre la vitesse normale, et il en résulte des tourbillons qui pressent le gaz contre la paroi et y déterminent une suppression que l'on peut considérer comme égale à la différence entre la pression hydrostatique et la pression hydrodynamique, c'est-à-dire comme proportionnelle au carré de la vitesse des molécules. Les flammes ne réagiraient pas aux variations périodiques, et ne feraient que manifester la *surpression moyenne*, qui doit être maxima aux ventres, puisqu'elle ne change pas de signe avec la vitesse des molécules, tandis qu'elle est faible ou nulle aux nœuds à cause des variations périodiques de la pression.

Avec les diapasons, les tuyaux à embouchure de flûte, les cloches, les flammes ne réagissent qu'au son fondamental, sans la moindre indication de la présence d'harmoniques. On n'a eu d'apparences

plus compliquées qu'avec un tuyau à anche de sonorité criarde et désagréable, et une fois avec les voyelles A et Ä (é) plutôt criées que chantées.

L'appareil ne se prête donc pas à l'analyse complète des sons. Mais, s'il semble qu'un mouvement stationnaire sinusoïdal rende difficile ou impossible un autre mouvement de même nature, le son privilégié n'est pas forcément le son fondamental.

En ce qui concerne spécialement les voyelles, émises avec un timbre aussi clair que possible, les flammes réagissent uniquement au son fondamental :

1° Avec toutes les voyelles quand le son fondamental est dans l'octave d'ut_3 ou au-dessus ;

2° Avec O et E quand le son fondamental est au-dessus de mi_3 ;

3° Avec U (*ou*), Ü (*u*) et I pour tous les tons.

Dans tous les autres cas, c'est un harmonique qui agit sur les flammes ; il est dans la région qui s'accorde avec la résonance de la cavité buccale, telle qu'elle a été indiquée par Helmholtz et d'autres ; quand il y a deux sons propres et que l'un d'eux est dans l'octave d'ut_5 ou d'ut_6, l'autre dans celle d'ut_3, c'est le plus grave qui agit.

Par contre, les flammes sont extrêmement sensibles aux nuances d'une même voyelle, et accusent nettement des différences à peine perceptibles à l'oreille. P. Lugol.

V. GRÜNBERG. — Farbengleichung mit Zuhilfenahme der drei Grundempfindungen im Young-Helmholtzschen Farbensystem (Equation des couleurs à l'aide des trois sensations fondamentales de la théorie d'Young-Helmholtz). — P. 165-173.

Une couleur spectrale dont la longueur d'onde λ est supérieure à 560 $\mu\mu$ peut être considérée comme formée de x parties du rouge fondamental ρ et de y parties du vert fondamental γ, car, dans cette région, d'après les courbes de sensations élémentaires de König et Diéterici [1], le bleu fondamental β ne joue aucun rôle appréciable. On écrira donc, suivant la méthode usuelle de composition des couleurs :

$$x\rho + y\gamma = (x + y)\,\lambda.$$

De même, pour la complémentaire λ' de λ, on aura :

$$y'\gamma + z\beta = (y' + z)\,\lambda',$$

d'où l'on tire y et y' en fonction de x et z.

(1) *Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. zu Berlin*, t. XXXIX.

Le coefficient du vert γ dans le blanc est alors $y + y'$. Si l'on admet que le blanc résulte du mélange à parties égales de trois couleurs fondamentales, et si on introduit cette hypothèse, qui revient à faire $y + y' = x = z$ dans l'expression de $y + y'$, on arrive de suite à

$$\frac{\rho - \lambda}{\lambda - \gamma} + \frac{\lambda' - \beta}{\gamma - \lambda'} = 1$$

pour représenter la lumière blanche. Si l'on y remplace λ et λ' par des couples connus de couleurs spectrales complémentaires, on en déduit les valeurs

$$\beta = 482\ \mu\mu, \qquad \gamma = 506\ \mu\mu, \qquad \rho = 665\ \mu\mu,$$

assez voisines des valeurs déterminées par les expériences directes. On a alors, tous calculs faits, comme équation des couleurs complémentaires :

$$(\lambda - 559)(498 - \lambda') = 424.$$

D'après elle, toutes les longueurs d'onde comprises entre 494 et 563 ont des complémentaires dans l'infra-rouge ou l'ultra-violet. On sait que ces limites correspondent à la partie verte du spectre pour laquelle les couleurs complémentaires sont un mélange de rouge et de violet. Dans tous les autres cas, les groupes de complémentaires définis par l'équation s'accordent bien avec les déterminations expérimentales. P. Lugol.

Victor BIERNACKI. — Ueber einen Halbschattenanalysator (Sur un analyseur à pénombres). — P. 180-184.

Il est destiné à l'étude de la polarisation elliptique qui accompagne la réflexion métallique. La fente du collimateur d'un spectromètre est remplacée par une ouverture circulaire de 2 à 3 millimètres de diamètre. Devant l'analyseur, on place une lame demi-onde de Laurent, faisant un petit angle avec la section principale de l'analyseur, et qui peut être masquée à volonté par un écran. On remplace l'oculaire de la lunette par une petite lunette astronomique à réticule, de très faible grossissement, placée dans un tirage suffisant pour que l'on puisse viser soit à l'infini, soit dans le plan de la demi-lame de Laurent. La détermination de l'angle de réflexion et le rétablissement de la polarisation par le compensateur se font en masquant la lame, et visant à l'infini ; pour achever l'observation, on découvre la

lame, sur laquelle on pointe la lunette oculaire, et on amène à égalité d'éclairement les deux moitiés du champ. La précision de la détermination de l'azimut de polarisation rétablie atteint (en lumière jaune) celle des mesures saccharimétriques. P. Lugol.

O. STÖCKERT. — Einige Bemerkungen zur Arbeit des Hrn. W. Merckens: Ueber strahlenartige Einwirkungen auf die photographische Bromsilbergelatine (Quelques remarques sur le travail de M. W. Merckens : Actions). — P. 192-194.

La radiation attribuée à l'eau oxygénée n'est pas assimilable à un rayonnement lumineux. Ce serait un rayonnement *matériel* de particules cheminant en ligne droite. Ainsi, on peut obtenir après vingt-cinq minutes de pose la silhouette d'une clef suspendue à 3 ou 4 millimètres au-dessus d'une surface d'eau oxygénée ; de fortes veines résineuses englobées dans du bois et sans action sur la plaque sensible deviennent actives quand le bois a été suspendu quelque temps à l'air. Mais, dans l'obscurité complète, au-dessus d'une surface d'eau oxygénée, le fait de l'apparition de l'image du côté du verre (Merckens) serait dû à la transparence de la gélatine et à l'opacité du verre, qui arrêterait les particules ; le celluloïd des pellicules étant transparent, les phénomènes dus à cette opacité disparaissent.

P. Lugol.

E. WARBURG. — Ueber die Ozonisierung des Sauerstoffs und der atmosphärischen Luft durch die Entladung aus metallischen Spitzen (Ozonisation de l'oxygène et de l'air atmosphérique par la décharge des pointes métalliques). — P. 1-30.

Le courant de gaz est assez rapide pour que l'ozonisation soit due seulement au courant, non aux rayons cathodiques qui l'accompagnent. La décharge se produit entre des pointes de platine et une lame reliée au sol. Quand les pointes sont négatives, le rendement en ozone (quantité obtenue par ampère-minute) augmente notablement quand les pointes ont servi un certain temps. Cette variation est liée à une modification de la forme de la décharge, qui est visible au microscope ; les phénomènes lumineux revêtent un autre aspect. Aucun autre procédé ne permet du reste d'obtenir cette modification.

Quand on fait croître l'intensité du courant, le rendement diminue d'abord, puis augmente de nouveau ; ces variations sont liées encore à une modification dans la forme de la décharge.

Le rendement augmente en même temps que la pression, en général de moins en moins vite, sans que les deux grandeurs soient liées par une loi simple. Sous pression constante, il diminue quand la température s'élève; si la densité reste invariable, la diminution est faible.

Lorsque les pointes sont positives, le rendement est beaucoup plus élevé, et croît rapidement avec l'intensité du courant : il est lié également à la forme de la décharge, surtout de l'aigrette positive. Après un long fonctionnement des pointes, l'aigrette fait place aux étincelles et le rendement diminue ; il augmente quand on éloigne les pointes de la lame, ce qui favorise la formation des aigrettes.

Avec l'air atmosphérique, le rendement est beaucoup moindre qu'avec l'oxygène, une partie de l'énergie étant employée à la formation de vapeurs rutilantes ; il augmente quand la vitesse du gaz diminue et est indépendant du potentiel des pointes, supposé négatif.

Lorsque les pointes sont positives, il convient de rendre leur potentiel le plus voisin possible du potentiel qui produirait l'étincelle.

Au point de vue industriel, il n'y a guère d'avantage à substituer à l'air l'oxygène plus coûteux; car, avec un potentiel voisin du potentiel explosif, le rendement est avec l'air plus de la moitié de ce qu'il est avec l'oxygène. L'emploi du courant continu est préférable à celui du courant alternatif ; en effet, si les pointes sont négatives, il y a avantage à employer un potentiel le plus bas possible; si elles sont positives, c'est l'inverse. Il est donc impossible de réaliser simultanément ces deux conditions. M. LAMOTTE.

OTTO von BAEYER. — Absorption elektrischer Schwingungenr von 70 cm Wellenlänge (Absorption des oscillations électriques dont la longueur d'onde est de 70 centimètres). — P. 30-64.

Ces ondes sont produites par un excitateur du type Blondlot. Les oscillations sont transmises par résonance à deux systèmes de fils parallèles, aboutissant chacun à un élément thermoélectrique : sur l'un des systèmes est intercalée la cuve contenant le liquide absorbant. Les deux éléments thermoélectriques sont reliés en opposition sur un potentiomètre ; des condensateurs insérés dans le circuit empêchent les ondes de passer de l'un à l'autre.

L'absorption diminue en général rapidement quand la température

s'élève ; dans la glycérine et l'alcool isobutylique, elle croît au contraire. M. Lamotte.

R. v. TRAUBENBERG. — Ueber den Halleffekt des Wismuts bei hohen Temperaturen (Effet Hall dans le bismuth aux températures élevées). — P. 78-104.

La plaque de bismuth est traversée par un courant alternatif, qui produit en même temps le champ magnétique dans lequel elle est placée. La différence de potentiel produite par l'effet Hall est de sens constant, et la théorie s'applique à ce dispositif comme à celui qui emploie un courant continu.

L'emploi du courant alternatif supprime quelques-unes des difficultés expérimentales (Des Coudres).

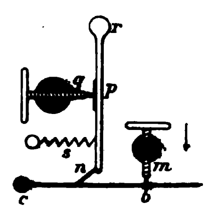
Le coefficient de Hall diminue quand la température s'élève, rapidement jusqu'à 150°, plus lentement jusqu'à 260° ; la variation s'accélère de nouveau et devient rapide à 260°, température de fusion du bismuth. M. Lamotte.

R. v. POSZENA. — Versuche über Blondlots « Emission pesante » (Expériences sur l'émission pesante de Blondlot). — P. 104-131.

A la suite d'expériences dans lesquelles l'auteur s'est entouré de toutes les précautions propres à éliminer l'autosuggestion, il conclut à la non-existence de l'émission pesante. M. Lamotte.

M. GILDEMEISTER et O. WEISS. — Ueber einen zuverlässigen Platinschliesskontakt (Contact de platine à fonctionnement sûr). — P. 174-180.

Ce contact est une modification du pendule interrupteur de Helmholtz.



Le pendule porte une queue qui, venant dans la direction de la flèche, frappe le levier b mobile autour du point c. Ce levier est

chassé en avant, le levier p, mobile autour de r, perd son appui en n, et, rappelé par le ressort s, vient buter contre la pointe de platine q : le contact s'établit entre cette pointe et la lame de platine p soudée au levier; le circuit est fermé entre q et r. Au repos, le levier b bute contre la vis m ; si le circuit est relié à m et à b, le système fonctionne comme interrupteur. Ce dispositif a l'inconvénient que le contact se rouvre une fraction de seconde après s'être fermé et se rétablit ensuite. On supprime cet inconvénient en recouvrant le ressort à boudin d'un tube de caoutchouc mince, et en collant sur la tige p une lame d'acier et l'entourant de fil de fer.

M. LAMOTTE.

N° 7.

A. SZARVASSI. — Ueber elektromotorische Kräfte und die reversibelen Wärmetonungen des elektrischen Stromkreises (Forces électromotrices et phénomènes calorifiques réversibles dans le circuit électrique). — P. 248-285.

Si l'on admet que l'état d'un couple thermoélectrique n'est pas modifié par le passage du courant, l'énergie interne reste invariable et le travail électrique est équivalent à la totalité de la chaleur fournie. Mais cette condition ne sera pas réalisée en général pour les couples formés par des électrolytes.

Si π désigne la grandeur de l'effet Peltier, T la température absolue, σ_1 et σ_2 les grandeurs de l'effet Thomson pour les deux métaux du couple, on trouve la relation :

$$\frac{d}{dT}\left(\frac{\pi}{T}\right) + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{T} = 0.$$

Cette relation est exacte seulement si le phénomène thermoélectrique est réversible et si l'entropie du couple reste invariable. Mais l'équation de Thomson :

$$\pi = T\,\frac{dE}{dT},$$

est indépendante de ces conditions. Cette équation est d'ailleurs vérifiée par l'expérience, et l'auteur la considère comme l'équation fondamentale des phénomènes thermoélectriques.

L'existence d'une différence de potentiel au contact de deux métaux est en contradiction avec le deuxième principe de la thermody

namique, à moins qu'on n'admette en ces points une transformation quelconque entraînant une variation de l'énergie interne. La force électromotrice d'un couple thermoélectrique serait due uniquement, comme l'admet Kohlrausch, aux chutes de température. Réciproquement, le passage du courant provoquerait un phénomène calorifique équivalent à la force électromotrice, comme l'exige le premier principe thermodynamique. Ce phénomène calorifique représenterait une partie de l'effet Thomson et il se produirait en outre un transport de chaleur correspondant à l'autre partie de l'effet Thomson et à l'effet Peltier.

Dans les couples thermoélectriques, la force électromotrice provenant de la chute de température est indépendante de la concentration (en supposant les dissolutions très étendues).

M. Lamotte.

C. FREDENHAGEN. — Entwurf einer allgemeinen Theorie elektrolytischer Lösungskonstanten und Spannungsreihen, sowie der Löslichkeit und Dissoziation von Säuren und Basen (Essai d'une théorie générale des constantes de dissolution et des séries de tension des électrolytes, ainsi que de la solubilité et de la dissolution des acides et des bases). — P. 285-332.

Au point de vue thermodynamique, la dissociation électrolytique est caractérisée par la condition que les composantes de la phase liquide ne peuvent être introduites dans la dissolution ou en être enlevées que simultanément en quantités équivalentes (équivalence binaire). Si les molécules sont entièrement libres, il faut pour l'équilibre que toutes les composantes possèdent dans leurs deux phases le même potentiel chimique. Si, dans l'une des phases, les molécules sont entièrement libre et que, dans l'autre, les produits de la dissociation soient assujettis à l'équivalence binaire, l'équilibre est réalisé quand les corps non dissociés ont le même potentiel chimique et les produits de dissociation la même différence de potentiel chimique dans les deux phases.

Les actions dissociantes sont définies par le travail qui peut être obtenu par le transport isothermique et réversible d'une molécule d'une combinaison déterminée de la phase gazeuse dans la phase liquide.

Si k et k' sont les constantes d'affinité d'une combinaison dans la phase gazeuse et la phase liquide, m le rapport des concentrations

de la combinaison non dissociée dans ses deux phases, on a :

$$\frac{k}{k'} = ma,$$

a étant un facteur qui dépend des actions dissociantes ou associantes du dissolvant, et qui est égal à 1 quand ces actions sont nulles. Il n'est pas nécessaire d'admettre l'existence de telles actions dans le cas de la dissociation électrolytique des acides et des bases.

Les attractions qui s'exercent entre les molécules du dissolvant concourent à établir entre les produits de la dissociation la relation d'équivalence binaire et indirectement aussi entre les produits de dissociation des corps dissous; elles tendent en effet à rendre égales les constantes d'affinité k_2' et k_3 entre le corps dissous, d'une part, son cation et son anion, d'autre part.

A la limite, quand les actions moléculaires sont très grandes et que pratiquement $k_2' = k_3'$, on a :

$$k_2' = k_3' = \sqrt{k_2 k_3},$$

k_2 et k_3 étant les constantes d'affinité pour la phase gazeuse.

La loi de Faraday est une loi limite. Son degré d'exactitude dépend de deux circonstances : 1° de la grandeur de la force qui provoque l'équivalence binaire, et 2° de la différence entre les constantes d'affinité k_2 et k_3. La loi s'écartera donc d'autant plus de la réalité que les actions moléculaires sont moindres; pour un même dissolvant et plusieurs corps dissous, son degré d'exactitude sera fonction du rapport des constantes d'affinité k_2 et k_3, ce qui est confirmé par l'expérience.

M. Lamotte.

C. FREDENHAGEN. — Ueber eine Theorie des elektrischen Verhaltens der Leiter zweiter Klasse (Théorie des propriétés électriques et diélectriques des conducteurs de deuxième classe). — P. 332-346.

L'idée principale de cette théorie est que le pouvoir inducteur spécifique dépend surtout du degré de la dissociation en ions, tandis que la conductibilité spécifique dépend plutôt du nombre des ions et de leur vitesse de migration. Le pouvoir inducteur serait d'autant plus grand que les produits de la dissociation obéissent plus exacte-

ment à la loi d'équivalence binaire; par suite, il doit croître avec la condensation du système, ce qui est conforme aux faits observés.

Le pouvoir inducteur des dissolutions diffère peu de celui du dissolvant pur; la variation provient seulement de la variation des actions moléculaires et de la densité.

La conductibilité est fonction de trois variables, le degré de dissociation, les actions moléculaires et les vitesses de migration. Le degré de dissociation peut ou bien augmenter ou bien diminuer quand la température s'élève, car la masse active du dissolvant augmente, tandis que les constantes d'affinité diminuent. Les actions moléculaires décroissent toujours quand la température s'élève; les vitesses de migration augmentent. *A priori*, on ne peut donc rien dire du sens dans lequel une élévation de température influera sur la conductibilité.

Dans les dissolutions, la question est encore plus compliquée, parce qu'il faut tenir compte de la dissociation électrolytique des corps dissous. La constante d'affinité d'une combinaison dissoute dépend de la température à double titre : d'abord parce que la constante d'affinité de cette combinaison dans la phase gazeuse dépend de la température, ensuite parce que les actions moléculaires du dissolvant en dépendent également. L'effet résultant dans le cas des acides et des bases est une augmentation de l'affinité avec la température. Aussi la dissociation ne doit être considérée qu'en partie comme une dissociation électrolytique. Les vitesses de migration croissent avec la température, mais l'influence du dissolvant reste prépondérante. Il s'ensuit que la conductibilité d'une solution étendue croîtra, quand la température s'élève, jusqu'à un maximum, qu'elle atteindra pour une température d'autant plus haute que les constantes critiques du dissolvant sont plus grandes : c'est effectivement ce qu'on observe.

M. Lamotte.

A. HEYDWEILLER. — Ueber dielektrische Festigkeit leitender Flüssigkeiten (nach Versuchen von P. Leppelmann mitgeteilt) (Rigidité diélectrique de liquides conducteurs, d'après les expériences de P. Leppelmann). — P. 346-358.

L'augmentation de la conductibilité est accompagnée d'une diminution de la rigidité diélectrique de l'eau vis-à-vis des variations rapides du potentiel. Cette diminution rapide, quand la conductibi-

lité est faible, devient beaucoup plus lente quand la conductibilité est grande. On ne constate aucune influence de la nature de la substance dissoute.

M. Lamotte.

W. HOLTZ. — Der negative Büschel mit Stiel und Zweigen in freier Luft (Aigrette négative avec tige et branches dans l'air libre). — P. 353-359.

Cette aigrette s'obtient sous diverses formes quand on recouvre l'électrode négative de plusieurs épaisseurs de papier de soie (jusqu'à 150) ou bien d'un tube d'ébonite percé d'un trou très fin.

M. Lamotte.

F. BRAUN. — Der Mechanismus der elektrischen Zerstäubung. Schmelzen von Kohlenstoff. Zerlegung von Metallegierungen (Mécanisme de la pulvérisation électrique ; fusion du carbone; décomposition des alliages). — P. 359-364.

Il s'agit de la pulvérisation par la décharge d'une batterie d'un fil métallique placé entre deux lames de verre. Les métaux sont volatilisés, ainsi que le prouvent les photographies de la décharge; le spectre de cette décharge est discontinu. Le carbone est fondu; l'examen microscopique du dépôt permet de reconnaître des globules fondus ; mais le spectre est continu.

Si on volatilise, par une décharge d'intensité convenable, un fil de laiton, on trouve le cuivre et le zinc séparés.

Les dépôts ont l'aspect métallique, et il ne paraît pas qu'il y ait oxydation.

M. Lamotte.

B. WALTER. — Ueber eine von Strahlen des Radiotellurs in der atmosphärischen Luft erzeugte neue Strahlung (Nouvelle espèce de rayonnement produite dans l'air atmosphérique par les rayons du radiotellure). — P. 367-375.

Un échantillon de radiotellure placé au-dessus d'une plaque photographique dans l'air impressionne la plaque beaucoup plus vivement sous une lame de verre épaisse de $0^{mm},15$ que sous une feuille d'aluminium de $0^{mm},0091$. D'après l'aspect de l'ombre portée par un fil métallique, on est conduit à supposer qu'il s'est produit un rayonnement de nature lumineuse, ayant sa source dans l'air qui environne le radiotellure.

Au moyen d'une série d'absorbants, on trouve que les longueurs d'onde de ce rayonnement sont comprises entre 350 et 290 $\mu\mu$; le maximum d'intensité correspond à 300 $\mu\mu$.

L'air est bien la source de l'émission, car elle ne se produit pas dans le vide ou quand le radiotellure est entouré d'eau. Elle est beaucoup plus intense dans l'azote que dans l'air, très faible dans les autres gaz. C'est donc l'azote qui semble être la source proprement dite de cette émission.

M. Lamotte.

R. POHL. — Ueber das Leuchten bei Ionisation von Gasen. Zur Deutung der Versuche des Hrn. B. Walter (Luminescence des gaz pendant l'ionisation. Signification des expériences de M. Walter). — P. 375-378.

D'après les expériences de M. Pohl, l'émission lumineuse observée par M. Walter serait un cas particulier d'un phénomène tout à fait général. Tous les gaz émettraient de la lumière dans tout le spectre, au moment où se produit leur ionisation.

M. Lamotte.

A. SCHMIDT. — Werte der erdmagnetischen Elemente in Potsdam für das Jahr 1904 (Valeurs des éléments magnétiques terrestres à Potsdam pour l'année 1904). — P. 378-380.

Déclinaison.	D — 9° 39,4′ O
Inclinaison.	I + 66° 19,6′ N
Composante horizontale.	H 0,18880 gauss
— nord	X + 0,18612N
— est	Y — 8,031670
— verticale	Z + 0,43065
Intensité totale	F 0,47021

M. Lamotte.

P. LENARD. — Ueber die Lichtemissionen der Alkalimetalldämpfe und Salze, über die Zentren dieser Emissionem (Emission lumineuse des vapeurs et des sels des métaux alcalins, et centres d'émission correspondants). — P. 197-247.

L'auteur a établi, dans des publications antérieures, que :

1° Les flammes colorées par des métaux alcalins contiennent des

ions ([1]) électrisés positivement, car dans un champ électrique ils subissent une action dirigée suivant les lignes de force ([2]);

2° L'arc électrique se compose de flammes emboîtées les unes dans les autres et séparées par des intervalles obscurs; la flamme extérieure (gaine) émet les raies de la série principale; les flammes intérieures émettent les raies des séries secondaires, chaque flamme correspondant à une seule série ([3]).

Le mémoire actuel est consacré à l'émission des flammes colorées par des sels alcalins, et à l'émission de ces sels eux-mêmes, qui n'avait pas encore été constatée. Les méthodes d'observations rappellent celles qui ont servi à l'étude de l'arc. Pour observer l'émission globale d'un sel, on pointe un microscope horizontal faible sur la perle soutenue à l'extrémité d'un fil de platine fin ($0^{mm},2$) dans la flamme du Bunsen (avec des perles plus grosses et un fil d'iridium de 1 millimètre dans la flamme du chalumeau oxhydrique, on peut observer à l'œil nu); pour l'étude spectrale, on substitue à l'oculaire du microscope un spectroscope de poche sur la fente duquel l'objectif projette, avec un agrandissement de 2 environ, l'image de la perle ou du point de la flamme que l'on veut étudier; on utilise également des écrans colorés convenablement choisis, à travers lesquels on observe la flamme. Voici les résultats obtenus :

Tous les sels d'un même métal émettent une lumière de couleur déterminée, indépendante de l'acide (sauf pour les phosphates et les borates, où l'acide intervient), caractéristique par conséquent du cation métallique. Cette lumière, vert jaunâtre avec Rb et Cs, vert franc avec K, bleu de ciel avec Na, bleu pâle avec Li, n'est d'ailleurs observable que si la perle saline est parfaitement limpide; le moindre trouble dû à l'attaque du fil qui la soutient fait apparaître la couleur jaunâtre du platine chauffé. Examinées sur un fond lumineux formé par un filament de lampe à incandescence, les perles ont une couleur complémentaire de leur couleur d'émission.

Le spectre d'émission des sels fondus est identique au fond continu sur lequel se détachent les raies des spectres des métaux alcalins; de plus, en réunissant au moyen d'une lentille à court foyer, sur un

([1]) L'auteur appelle *ion* un atome ou un complexe d'atomes portant une charge électrique proportionnelle à sa valence, comme dans l'électrolyse.

([2]) *Ann. d. Phys.*, t. IX, p. 642-651; 1902; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 292; 1903.

([3]) *Ann. d. Phys.*, t. XI, p. 636-650; 1903; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 823; 1903.

papier blanc, les radiations composant ce spectre (après avoir masqué les halos ou élargissements des raies de la série principale), on retrouve exactement la couleur des perles ([1]).

La distribution de l'émission métallique dans la flamme du Bunsen est la suivante : S_1 (*fig.* 1) n'émet que les raies de la série principale, que l'on rencontre encore en M_1, où elles sont plus intenses qu'en S.

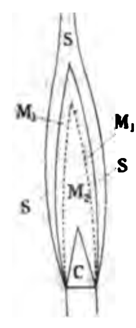


FIG. 1.

Les halos de la série principale proviennent de M_1 et de M_2, surtout de M_1 ; le fond continu ne provient que de M_1 ; les raies secondaires, quand elles existent, proviennent de M_1, rarement de M_2, où elles sont alors beaucoup plus faibles ; l'émission métallique du cône est la même que celle de la partie de M_2 qui l'entoure immédiatement. La localisation des centres d'émission, bien qu'incontestable, n'est pas aussi nette que dans l'arc ; le résultat le plus remarquable est l'identité des régions d'émission du fond continu et des séries secondaires, identité qui conduit à regarder le fond comme dû à un élargissement considérable des raies de ces séries.

L'émission lumineuse, déterminée par la nature des centres d'émission, est étroitement liée aux phénomènes de déplacement ou migration électrique des centres. Si le sel est placé de manière à colorer la gaine seule, on constate qu'elle ne s'incline pas dans un champ électrique ; seules, les régions M_1 et M_2 sont sensibles au champ.

([1]) On sait que le fond est formé de deux parties indépendantes, les halos des raies de la série principale et le fond proprement dit, sur lequel apparaissent parfois, surtout avec Rb et Cs, dont le poids atomique est élevé, les raies des séries secondaires.

Il en est de même dans l'arc ; des expériences directes ont montré que la gaine n'est pas sensible au champ ; seules, les flammes intérieures sont influencées. Si par exemple on introduit dans un arc horizontal une mince tige de charbon tenue par un manche isolant et portant un sel de lithium, on observe les phénomènes suivants : si le lithium est dans la gaine, la partie supérieure de la flamme, dont la direction sensiblement verticale montre qu'elle n'est pas influencée par le champ électrique entre les charbons, se colore seule; s'il arrive dans une des flammes intérieures, la flamme entière, entre la tige auxiliaire et le charbon négatif, se colore en rouge, par diffusion des vapeurs; si on le place dans la flamme du charbon négatif, la flamme positive ne se colore pas.

On peut déduire de ces faits la théorie suivante : les centres d'émission de la série principale sont des atomes métalliques neutres, et ceux des séries secondaires des ions, rendus positifs par la perte d'un ou plusieurs électrons négatifs (1 pour la première série, 2 pour la deuxième, etc.); comme raisons à l'appui de cette hypothèse, on peut signaler la prépondérance de la première série secondaire correspondant à la monovalence des métaux alcalins, et l'importance relative croissante avec le poids atomique des autres séries, correspondant à une tendance croissante à la polyvalence (existence de CsI^5).

Le fait que les mêmes centres donnent dans l'arc des raies et dans les flammes des halos ou un fond continu s'expliquerait par une action de milieu. L'influence des molécules voisines introduit dans l'émission des centres eux-mêmes une hétérogénéité primaire qui augmente du fait de la propagation à travers des couches absorbantes formées de centres pareils et troublés [hétérogénéité secondaire, distinction déjà faite autrefois par M. Gouy (1)].

L'existence d'atomes métalliques dans l'arc ou la flamme serait due à la réduction du sel par le charbon ou l'hydrogène, ou encore à la dissociation thermique. Les atomes ainsi libérés, perdant et reprenant des électrons, pourraient se trouver dans la flamme sous trois états différents : 1° liés dans une molécule ; 2° libres et neutres; 3° libres et positifs. Ainsi, dans la flamme verte donnée par l'acide borique, qui n'est pas réductible par le charbon ou l'hydrogène, on ne voit pas les raies du bore (atomes liés) : elle est à peine sensible

(1) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 5e série, t. XVIII, p 1; 1879.

aux forces électriques ; si on introduit un sel alcalin dans la perle d'acide borique, le déplacement électrique de la flamme est beaucoup augmenté, et ce sont les vapeurs vertes qui se déplacent (mise en liberté de B par K, Na ou Li, qui sont des réducteurs de B^2O^3). Les atomes sont alternativement neutres et positifs, car, si on observe successivement à travers des milieux transparents pour D et pour le bleu violet du fond continu une flamme de sodium placée entre deux plaques électrisées, on voit monter de la perle, avec la même inclinaison vers la plaque négative, tantôt une traînée jaune, tantôt une traînée bleue ; le champ électrique ne sépare donc pas les centres d'émission.

On appellera *émissif* un atome (ou une molécule) perdant des électrons sous l'action d'une cause extérieure quelconque ; le rayonnement cathodique secondaire, les áctions photo-électriques, fournissent des exemples d'*émissivité*. Le cas des flammes doit se rapprocher du précédent, les vibrations lumineuses étant remplacées comme causes d'ébranlement par les chocs mutuels des atomes, conséquence du mouvement calorifique. Si l'on attribue la conductivité des métaux à l'existence d'électrons libres, l'émissivité qui en est la conséquence ne peut pas avoir pour cause une action thermique, puisque l'élévation de température diminue la conductivité ; mais elle pourrait être due à une action de voisinage (*Nähewirkung*), action réciproque des champs électriques de deux atomes se pénétrant l'un l'autre grâce à la très faible distance des atomes.

Dans les flammes, cette action de voisinage interviendrait au moment des chocs, et l'émissivité devrait augmenter avec la température. On constate en effet que l'émissivité fait défaut dans la gaine de la flamme du Bunsen (série principale seule) ; elle est maxima dans la région moyenne externe, la plus chaude. La flamme de l'alcool, moins chaude, ne donne pas les séries secondaires ; leur intensité augmente dans la flamme du chalumeau oxhydrique. Pour l'arc, on ne possède pas de renseignements détaillés ; l'auteur a cependant montré que la température s'élève de l'extérieur à l'intérieur [1], chaque flamme représentant une région à température sensiblement constante et le point le plus chaud étant à l'attache des flammes sur les charbons. P. Lugol.

---

(1) Un arc dévié par un aimant et reçu sur une plaque de zinc pas trop épaisse y creuse par fusion des trous dont le diamètre correspond exactement à l'aspect des flammes examinées à travers des écrans colorés.

FERDINAND BRAUN. — Optische Doppelbrechung in isotropen, geschichteten Medien (Double réfraction optique dans des milieux isotropes stratifiés). — P. 364-367.

Observations sur une matière siliceuse, qui se forme dans des cavités des internœuds de certaines graminées, constituant de petites masses arrondies ressemblant à du verre dépoli, et appelée *Tabachir*.

P. LUGOL.

REVUE DES TRAVAUX ITALIENS;

2e semestre 1903.

D. PACINI. — Sulla scarica per effluvio in seno ai gas (Sur la décharge par effluve au sein des gaz). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 27; 5 juillet 1903.

L'auteur a déterminé la différence de potentiel à partir de laquelle l'électricité commence à s'échapper d'une pointe métallique placée en face d'un disque pour charger celui-ci, lorsqu'on fait varier la distance de la pointe au disque et la nature du gaz traversé. L'électricité, pour commencer à passer lorsque la pointe est chargée positivement, nécessite une différence de potentiel supérieure à celle qui suffit si la pointe est chargée négativement.

Ainsi, avec l'*air sec*, M. Pacini a obtenu les résultats suivants :

Distance de la pointe au disque	Différence de potentiel à laquelle l'électricité commence à passer	
	pointe +	pointe —
0,5	+ 2.740 volts	— 2.200 volts
1	3.024	2.450
2	3.312	2.670
3	3.470	2.840
5	3.780	3.089
7	4.000	3.270
10	4.270	3.480

La résistance opposée par le gaz à la décharge va en augmentant lorsque le chemin moléculaire moyen diminue. Ainsi, pour une

distance de 10 centimètres, on a :

	Différence de potentiel à laquelle l'électricité commence à passer	Chemin moléculaire moyen
Hydrogène.	— 2.150	430×10^{-4}
Oxygène.	— 3.350	365
Air.	— 3.470	360
Acide carbonique. . . .	— 3.740	265

Enfin, si l'on forme le rapport des potentiels correspondant à une pointe positive et à une pointe négative pour une même distance, on trouve qu'il est sensiblement constant pour les divers gaz étudiés.

G.

T. BOGGIO. — Sulla legge elementare di Weber relativa alle azioni elettrodinamiche di due cariche elettriche in movimento (Sur la loi élémentaire de Weber relative aux actions électrodynamiques de deux charges électriques en mouvement). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 14 et 54 ; 5 et 19 juillet 1903.

On connaît les objections faites par Helmholtz, entre autres, à la loi de Weber. L'auteur s'est proposé d'établir une loi analogue en la déduisant des théories électrodynamiques modernes. Utilisant les résultats indiqués par M. Levi-Civita ([1]), il forme les potentiels retardés dus à l'action de chacune des deux masses électriques et, par ceux-ci, les composantes à l'endroit de l'une d'elles de la force électrique due à l'autre.

M. Boggio étudie le cas où les deux charges restent reliées rigidement et, comme application, traite le cas d'une couple de charges tournant uniformément autour du point situé au milieu du segment qui les relie. La force électrique diminue lorsque la vitesse angulaire augmente et s'annule même pour une valeur un peu inférieure à la vitesse de la lumière.

L'auteur termine en examinant le cas où la rotation a lieu autour d'un point quelconque de la droite qui joint les deux points chargés.

G.

R. MAGINI. — Spettri ultravioletti di assorbimento degli isomeri orto, meta e para (Spectres ultra-violets d'absorption des isomères ortho, méta et para). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 87 ; 19 juillet, et p. 260 ; 4 octobre 1903.

L'auteur a étudié l'absorption dans la région ultra-violette du

([1]) *Ann. de la Faculté des Sciences de Toulouse*, 1902.

spectre pour les doubles dérivés benzéniques, phénols bivalents, acides oxybenzoïques, amido-benzoïques et phtaliques.

Tous ces composés présentent une très forte absorption, qui est du même ordre de grandeur que pour les métaux. Le pouvoir absorbant croît dans l'ordre méta, ortho et para : les isomères méta et ortho sont analogues, tandis que le para présente un pouvoir absorbant extrêmement intense et indépendant des deux autres.

La position des groupes d'une molécule a donc une influence caractéristique sur l'absorption des rayons ultra-violets qui n'est pas une propriété additive.

R. MAGINI. — I raggi ultravioletti e l'isomeria stereochimica (Les rayons ultra-violets et l'isomérie stéréochimique). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 297 ; 18 octobre 1903.

Lorsque les isomères stéréochimiques présentent une concordance complète de leurs propriétés physiques, excepté pour le pouvoir rotatoire (asparagines, acides tartriques), l'absorption des rayons violets est identique.

Si les isomères présentent une double liaison déterminant une forme *cis* et une forme *trans*, tels que les acides maléique et fumarique, l'absorption est différente, mais du même ordre de grandeur.

Ces résultats confirment les conclusions du précédent mémoire.

R. MAGINI. — Relazione fra il doppio legame e l'assorbimento nello spettro ultravioletto (Relation entre la double liaison et l'absorption dans le spectre ultra-violet). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 356 ; 8 novembre 1904.

Rassemblant les résultats précédents et ceux déjà obtenus par Pauer, l'auteur montre que l'énorme pouvoir absorbant observé semble caractéristique de la double liaison que l'on rencontre dans les composés étudiés.

R. MAGINI. — Spettri ultravioletti di un composto tautomero (Spectres ultra-violets d'un composé tautomère). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 104 ; 7 février 1904.

L'étude porte sur l'éther acétylacétique, qui peut passer spontanément d'une modification à une autre. L'examen du spectre d'absorption ultra-violet permet de suivre cette transformation et a conduit

l'auteur à repousser l'hypothèse des deux formes chimiques différentes admises pour ce corps.

G.

A. ZAMPETTI. — Birifrangenza elettrostatica nei miscugli liquidi (Biréfringence électrostatique des mélanges liquides). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 105 ; 2 août 1903.

Les recherches antérieures n'ont conduit à aucune loi simple. L'auteur a repris les essais et a opéré spécialement sur des substances dont la constante de Kerr est de signe contraire. Les mesures ont été effectuées par comparaison ; la biréfringence était compensée par celle d'une lame de verre comprimée.

Les liquides étudiés sont :

Sulfure de carbone.......	Constante $3{,}70 \times 10^{-7}$
Benzène..............	0,46
Chloroforme...........	— 3,80
Bromoforme...........	— 3,34

M. Zampetti attribue les résultats singuliers obtenus pour certains mélanges par Schmidt [1] à la dispersion de la lumière blanche variable d'un mélange à l'autre.

Il est à noter qu'un mélange soumis pour la première fois à l'action du champ donne un effet instantané que l'on ne retrouve plus par la suite.

Les courbes obtenues par M. Zampetti en prenant les liquides précédents deux à deux, et portant pour chaque groupe la proportion du mélange en abscisses et la constante en ordonnées, sont des lignes sensiblement droites, de telle sorte que la relation entre la constante du mélange et celles des corps purs a la forme :

$$K = K_1 + (K_2 - K_1)\frac{v_2}{100},$$

v_2 étant le volume du liquide de constante K_2. Elle est analogue à celle d'où est parti Quincke ; mais les résultats de M. Zampetti s'écartent beaucoup moins de ceux calculés que les précédents ; les écarts ne dépassent pas 10 0/0, sauf cependant pour les mélanges de

(1) Schmidt, *Drud. Ann.*, t. VII, p. 142 ; 1902.

liquides dont les constantes ont des signes contraires, au voisinage de la proportion correspondant à la constante nulle.

A. BARTOLI. — Su la trasformazione in correnti elettriche delle radiazioni incidenti sopra una superficie reflettente in movimento (Sur la transformation en courants électriques des radiations tombant sur une surface réfléchissante en mouvement). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 346 ; 8 novembre 1903.

La *R. Acc. dei Lincei* a publié le mémoire de Bartoli remis sous pli cacheté, le 16 mars 1882. Cette publication présente un réel intérêt historique et ouvre le champ à des expériences qu'il serait utile de réaliser et que la mort a empêché l'auteur d'essayer.

D. PACINI. — Paragone fra le radiazioni attinica e termica del sole a Castelfranco-Veneto nell'estate del 1903 (Comparaison entre les radiations actinique et thermique du sol à Castelfranco pendant l'été 1903). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 370 ; 8 novembre 1903.

Il résulte des expériences de l'auteur que le coefficient de transparence relatif aux radiations calorifiques est environ deux fois et demie plus grand que celui des radiations actiniques. Le rapport est à peu près constant pour les diverses hauteurs du soleil dans un même jour.

Lorsque la nébulosité du ciel augmente, le coefficient de transparence pour les radiations actiniques du soleil diminue relativement à celui des radiations thermiques.

A. POCHETTINO. — Sull'attrito interno dei liquidi isolanti in un campo elettrostatico costante (Sur le frottement interne des liquides isolants dans un champ électrostatique). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 363 ; 8 novembre 1903.

L'auteur, rappelant les difficultés rencontrées par M. Bouty (1) dans ses expériences sur la cohésion diélectrique des gaz pour faire agir un champ électrostatique sur un gaz renfermé dans un récipient de verre, émet un doute sur l'existence de ce champ dans les expériences exécutées pour déterminer par la méthode de Poiseulle l'influence d'un tel champ sur les diélectriques liquides.

Les expériences faites par des méthodes autres que celle de Poiseulle ont d'ailleurs donné des résultats différents.

(1) Bouty, *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 401 ; 1903.

L'auteur reprend l'étude de la question et applique la méthode de O. Meyer [1], qui consiste à observer les oscillations d'un cylindre plat rempli de liquide et oscillant autour de son axe.

Le liquide à étudier est contenu dans un condensateur cylindrique formé par deux disques métalliques horizontaux séparés par un anneau d'ébonite. Le condensateur est tenu par une suspension bifilaire; le plateau inférieur est muni d'une tige plongeant dans du mercure; le fil de suspension, d'une part, et le mercure, de l'autre, sont reliés aux pôles d'une bobine. La méthode consiste à mesurer l'amortissement du cylindre mis en oscillation.

Les liquides essayés sont le benzol, le xylol et le pétrole. On ne peut employer ni les liquides susceptibles d'attaquer l'ébonite comme le chloroforme, ni les huiles à cause de leur trop grande viscosité.

Les expériences ont été faites à 15.000 volts; on a constaté pour le benzol une augmentation de viscosité de 1,5 0/0, pour le xylol 4 0/0 et pour le pétrole 1 0/0 environ.

G. G.

G. GUGLIELMO. — Sulla determinazione della tensione superficiale dei liquidi coi metodi delle goccie cadenti e delle bolle gazose (Sur la détermination de la tension superficielle des liquides par les méthodes des gouttes tombantes et des bulles gazeuses). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 462; 22 novembre 1903.

G. GUGLIELMO. — Intorno ad un completo igrometro ad assorbimento (Perfectionnement dans l'emploi des hygromètres à absorption). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 557; 6 décembre 1903.

G. GUGLIELMO. — Intorno ad alcune modificazioni del volumenometro e del modo d'usarlo ed intorno ad un volumenometro a peso (Sur une modification du voluménomètre et la manière de s'en servir et sur un voluménomètre à poids). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 617; 20 décembre 1903.

L'auteur indique une modification du voluménomètre de Say qui permet d'atteindre la même précision que les voluménomètres ordinaires sans nuire à sa simplicité. La précision peut même être augmentée en remplaçant la lecture directe des variations de volume et de pression par des pesées de mercure.

[1] MEYER, *Wied. Ann.*, t. XLIII, p. 1; 1891; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 531; 1892.

L. CASSUTO. — Sulla solubilità dei gas nei liquidi (Sur la solubilité des gaz dans les liquides). — *Il Nuovo Cimento*, 5e série, t. VI, p. 5 ; juillet-août 1903.

L'auteur n'a pas employé l'absorptiomètre de Bunsen à cause de l'action possible du mercure ; l'appareil auquel il a eu recours est constitué par un tube capillaire gradué communiquant avec un récipient cylindrique renfermant un cylindre creux en fer doux complètement recouvert de verre pour éviter toute action du fer sur le gaz. Le liquide est introduit dans le récipient, et l'agitation se fait au moyen de la pièce de fer doux sous l'action d'une bobine traversée par un courant périodiquement interrompu. Les expériences ont été poussées jusqu'à 10 atmosphères.

Le coefficient de solubilité est défini par le rapport du volume de gaz dissous (mesuré à la température et à la pression de l'absorption) au volume du liquide.

Les coefficients de solubilité des gaz hydrogène, oxygène, azote et oxyde de carbone dans l'eau aux pressions voisines de la pression atmosphérique sont à très peu près constants. Lorsque la pression augmente, le coefficient diminue, en s'écartant de la loi de Henry, comme Wroblewski [1] l'a observé pour l'anhydride carbonique. L'écart avec la loi de Henry s'accentue quand la pression croît.

Les résultats de Bohr et Boch [2], sur la diminution du coefficient quand la température augmente, sont vérifiés.

A. BERNINI. — Sull'influenza della temperatura nella conducibilità elettrica del sodio (De l'influence de la température sur la conductibilité électrique du sodium). — *Il Nuovo Cimento*, 5e série, t. VI, p. 21 ; juillet 1903.

A. BERNINI. — Sull'influenza della temperatura nella conducibilità elettrica del potassio (De l'influence de la température sur la conductibilité électrique du potassium). — *Il Nuovo Cimento*, 5e série, t. VI, p. 289 ; novembre 1903.

La variation brusque de la résistivité à la température de fusion permet de déterminer exactement cette température.

L'auteur a étudié le sodium et le potassium. Les résultats de ses mesures sont les suivants :

Sodium :	Résistivité à	0°. . . .	0,050407
	»	120°. . . .	0,093062

(1) Wroblewski, *Wied. Ann.*, t. XVII, p. 103 ; 1881 ; t. XVIII, p. 290 ; 1883.
(2) Bohr et Boch, *Wied. Ann.*, t. XLIV, p. 318 ; 1891.

Coefficients de température :

de 0° à 97°3.	0,004386
de 98°,5 à 120°	0,003328

Rapport entre la résistance à l'état liquide et la résistance à l'état solide à la température de fusion : 1,356.

Température de fusion : 62°.

Potassium :	Résistivité à 0°. . . .	0,070146
	» 130°. . . .	0,175500

Coefficient de température :

de 0° à 61°.	0,005810
de 62°,5 à 130°.	0,004184

Température de fusion : 97°,6.

Rapport entre les résistances aux états liquide et solide à la température de fusion : 1,392.

E. CASTELLI. — Un oscillatore elettrico a capacità variabile (Un oscillateur électrique à capacité variable). — *Il Nuovo Cimento*, 5e série, t. VI, p. 49 ; juillet-août 1903.

La capacité de l'oscillateur consiste en deux cadres, l'un primaire, l'autre secondaire, placés vis-à-vis et portant chacun deux feuilles d'étain enroulées sur une tige-support. On peut faire varier la distance des cadres et la surface des lames en regard.

L'auteur a observé que si, dans une région nodale, on déplace le pont de part et d'autre du nœud, le tube de Geissler se maintient lumineux même pour des distances du nœud telles que, si on les atteignait en rapprochant le pont au lieu de l'éloigner, il n'y aurait aucune luminosité.

M. CANTONE. — Sull' influenza che puo esercitare il mezzo ambiente nei fenomeni elastici (Sur l'influence que peut exercer le milieu ambiant dans les phénomènes élastiques). — *Il Nuovo Cimento*, 5e série, t. VI, p. 89 ; août 1903.

Résultat négatif.

M. CANTONE. — Sul coefficiente di Poisson per il caucciù (Sur le coefficient de Poisson pour le caoutchouc). — *Il Nuovo Cimento*, 5e série, t. VI, p. 91; août 1903.

Observation de priorité au mémoire de M. Bouasse sur le coefficient de Poisson pour le caoutchouc vulcanisé (1).

LEVI-CIVITA. — Sul campo elettromagnetico generato dalla traslazione uniforme di una carica elettrica parallelamente ad un plano conduttore indefinito (Sur le champ électromagnétique engendré par le déplacement uniforme d'une charge électrique parallèlement à un plan conducteur indéfini). — *Il Nuovo Cimento*, 5e série, t. VI, p. 141; septembre 1903.

Le mémoire de M. Levi-Civita ne diffère pas de celui qu'il a publié dans les *Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse*, en 1902, si ce n'est pour la troisième partie où quelques simplifications ont été introduites en sacrifiant l'intégration rigoureuse des équations différentielles et donnant des expressions approchées qui se prêtent à l'interprétation des résultats physiques.

G.

R. MALAGOLI. — Composizione parallela del moto vibratorio col moto progressivo applicata all'esame dei corpi sonori (Composition d'un mouvement vibratoire et d'un mouvement rectiligne uniforme parallèle appliquée à l'examen des corps sonores). — *Il Nuovo Cimento*, 5e série, t. VI, p. 193; septembre 1903.

Lorsqu'un point matériel animé d'un mouvement vibratoire rectiligne est soumis à un mouvement rectiligne uniforme parallèle, une partie de la trajectoire est parcourue trois fois par le mobile, si la vitesse du mouvement de translation n'est pas trop grande.

S'il s'agit d'un point lumineux, les parties correspondantes au triple passage seront beaucoup plus éclairées que les autres; les résultats peuvent évidemment être enregistrés photographiquement. La méthode est avantageuse pour obtenir le rapport entre les nombres de vibrations de deux corps sonores.

G.

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 490; 1903.

E. DRAGO. — Sulle opposte variazioni di resistenza dei coherer a perossido di piombo per influenza delle onde elettriche (Sur les variations opposées de résistance des cohéreurs à peroxyde de plomb sous l'influence des ondes électriques). — *Il Nuovo Cimento*, 5e série, t. VI, p. 197; septembre 1903.

M. Drago avait précédemment signalé (1) que les cohéreurs à PbO^2 et à CuS, connus comme augmentant de résistance sous l'influence des ondes, diminuent au contraire dans certaines conditions.

L'augmentation de résistance a lieu pour les ondes intenses et la diminution pour les ondes très faibles, et elle croît avec la durée de l'action.

La cause de l'augmentation est la destruction des ponts conducteurs précédemment établis, comme l'auteur a pu le reconnaître par l'examen microscopique.

Les phénomènes ne se manifestent qu'avec des poudres extrêmement fines.

E. BRUNÉ et C. TURCHI. — Nuovo sistema di telegrafia e telefonia simultanea (Nouveau système de télégraphie et téléphonie simultanées). — *Il Nuovo Cimento*, 5e série, t. VI, p. 221; octobre 1903.

Les auteurs ont étudié le problème général suivant :

Étant donnés deux courants alternatifs de fréquence différente passant par un même circuit, éliminer à volonté l'effet de l'un d'eux.

Le courant téléphonique et le courant induit provoqué par les courants télégraphiques ont tous deux le caractère alternatif, avec fréquence différente ; la solution du problème général entraîne donc celle du cas particulier où il s'agit de rendre nuls les effets des courants télégraphiques induits et de laisser subsister ceux du courant téléphonique.

Considérons un circuit fermé qui, sur un certain parcours, se sépare en deux branches de même résistance ohmique, constituant un enroulement différentiel sur un noyau de fer doux. Si les deux dérivations ont une impédance différente, il est possible avec un courant de fréquence donnée de régler les deux impédances, de

(1) *Atti Acc. Giœnia di Catania*, 4e série, t. XVII; — *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 540; 1903.

sorte que le flux à travers le noyau soit nul. Si donc deux courants de fréquence α_1 et α_2 parcourent le circuit et si celui-ci est réglé pour la fréquence α_1, le courant de fréquence α_2 seul donnera un flux différent de zéro.

Si le noyau de fer doux est celui d'un téléphone, celui-ci révélera seulement les effets du courant α_2 et, d'une manière générale, de tous les courants de fréquence différente de α_1 ; ce circuit servira donc de séparateur.

La discussion analytique montre que le séparateur n'élimine pas seulement les effets de courant de fréquence donnée, mais aussi ceux des courants dont la fréquence est très voisine de celle qui donne l'élimination parfaite. En outre, pour une fréquence peu différente, la membrane téléphonique, par son inertie, ne manifestera pas d'action. Il y a ainsi une zone de tolérance.

O.-M. CORBINO. — Sulla produzione di campi rotanti per mezzo di correnti di scarica sinusoidali o smorzate (Sur la production des champs tournants par les courants de décharges sinusoïdaux ou amortis). — *Associazione Elettrotecnica Italiana*, 8 décembre 1903.

M. Corbino étudie le système formé par un circuit alternatif bifurqué en une capacité et une résistance inductive permettant d'obtenir deux courants alternatifs diphasés de $\frac{\pi}{2}$, et en développe la discussion par des calculs rigoureux. Sa conclusion est qu'il est impossible avec le dispositif décrit, en se servant de charges amorties, de produire un champ tournant amorti simple ; il serait très difficile pratiquement et probablement impossible d'obtenir même un champ donnant des effets très voisins de celui-ci.

M. Artom, sans se préoccuper de se placer dans les conditions les plus simples qui auraient été nécessaires pour des décharges sinusoïdales persistantes, a obtenu avec des décharges amorties des effets qu'il attribue à un champ tournant [1]. M. Corbino fait observer qu'il n'est pas nécessaire d'admettre l'existence d'un tel champ pour expliquer les phénomènes décrits ; il suffit avec un champ variant d'une manière irrégulière qu'il y ait, par suite de l'amortissement rapide, prédominance des impulsions dans un sens ; pour

(1) ARTOM, *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 197 ; 15 mars 1903 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 624 ; 1902.

d'autres expériences, deux étincelles perpendiculaires et indépendantes produiraient les mêmes actions.

T. GNESOTTO et G. ZANETTI. — Ricerche sperimentali sul calore specifico dell' iposolfito di sodio soprafuso (Recherches expérimentales sur la chaleur spécifique de l'hyposulfite de sodium surfondu). — *Atti del R. Ist. Veneto*, t. LXII, p. 1377 ; 14 juillet 1903.

La question déjà étudiée par Bruner ([1]) pour quelques corps en surfusion a été reprise par les auteurs pour l'hyposulfite de sodium $S^2O^3Na^2 + 5H^2O$, dont le point de fusion était 48°,8. En enfermant le liquide dans des ampoules de verre très mince fermées à la lampe, on peut sans aucune difficulté maintenir le corps en surfusion, même au-dessous de zéro.

La méthode adoptée est celle du calorimètre de Bunsen ; l'appareil était logé dans une enveloppe contenant de l'eau partiellement congelée, de façon à rester dans une enceinte à température constante.

La courbe construite pour la chaleur spécifique en fonction de la température montre que cette grandeur augmente avec la température jusqu'à une certaine température supérieure au point de fusion, et au-dessus de ce point présente un maximum, puis un minimum entre 60° et 80° ; ce minimum n'avait pas été indiqué par Bruner.

G. ZANETTI. — Misure del calore di fusione a 0° dell'iposolfito sodico coll' impiego del calorimetro di Bunsen (Mesure de la chaleur de fusion à 0° de l'hyposulfite de sodium avec l'emploi du calorimètre de Bunsen). — *Atti del R. Ist. Veneto*, t. LXII, p. 1389 ; 14 juillet 1903.

La moyenne des mesures effectuées, comprises entre 36,1 et 35,4, a été de 35,7 pour la chaleur de fusion à 0° de l'hyposulfite de sodium $S^2O^3Na^2 + 5H^2O$. G. GOISOT.

O. MURANI. — Osservazioni sopra il sistema radiotelegrafico Slaby (Observations sur le système radiotélégraphique de Slaby). — *L'Elettricista*, t. XIII, p. 85 ; 15 mars 1905.

Slaby considère la disposition de Marconi, consistant à placer le cohéreur relié d'une part au sol et de l'autre à l'extrémité inférieure

([1]) *C. R.*, t. CXX, p. 912, et t. CXXI, p. 60 ; 1895.

de l'antenne réceptrice verticale, comme défectueuse, parce que le cohéreur se trouverait précisément dans un nœud de variation de tension. L'auteur fait observer que le cohéreur n'étant pas conducteur au début de l'action ne peut servir à relier l'antenne au sol; celle-ci doit donc être considérée comme isolée, et, dans ce cas, l'extrémité inférieure est un ventre comme l'extrémité supérieure.

M. Murani a fait la vérification expérimentale en déplaçant le cohéreur le long d'une antenne verticale isolée.

G. Goisot.

A. BATTELLI et F. MACCARRONE. — Le emanazioni radioattive sono elettrizzate? (Les émanations radioactives sont-elles électrisées?) — *L'Elettricista*, t. XIII, p. 182; 15 juin 1904.

Les auteurs ont expérimenté sur les émanations entraînées par un courant d'azote tantôt traversant une solution de sel de baryum et de radium, tantôt balayant la poudre de la substance d'émanation de Giesel. Le courant d'azote passe par l'espace annulaire de deux tubes concentriques qui peuvent être plongés dans l'air liquide.

Les expériences n'ont pu déceler le moindre transport d'électricité, et sont en concordance avec celles de Rutherford (1) et de Mac Clelland (2).

Les auteurs en concluent que les émanations des substances radioactives ne sont pas les restes d'atomes ayant perdu leurs ions positifs et ne sont pas non plus des ions positifs mêmes.

G. G.

G. PIAGGIO. — Di alcune esperienze sull'ossidazione dell'azoto mediante l'arco elettrico (Expériences sur l'oxydation de l'azote au moyen de l'arc électrique). — *L'Elettricista*, t. XIII, p. 249; 15 septembre 1904.

L'arc jaillit entre deux électrodes de cuivre verticales, terminées l'une par un disque et l'autre par une pointe, et dont on peut faire varier la distance. Le tout est enfermé dans un tube de verre. Les produits azotés sont déterminés par absorption dans une liqueur alcaline titrée.

Leur production augmente d'abord rapidement avec l'intensité du

(1) *Phil. Mag.*, série V, t. IL, p. 1; 1900; et série VI, t. V, p. 95; 1903.
(2) *Phil. Mag.*, série VI, t. VII, p. 355; 1904.

courant, puis semble atteindre une valeur constante entre 0,10 et 0,13 A. pour chaque longueur d'arc et indépendamment du courant.

En rapportant les quantités de produits oxydés aux watts, on constate que le meilleur rendement correspond aux arcs les plus longs et augmente avec la pression ; mais cette augmentation est moins rapide que celle de la pression.

Q. MAJORANA. — Ricerche ed esperienze di telefonia elettrica senza filo (Recherches et expériences de téléphonie électrique sans fil). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XIII, p. 86 ; 17 juillet 1904.

Il n'est pas nécessaire pour la téléphonie sans fil de produire des ondes électromagnétiques persistantes de longueur comparable à celles adoptées en télégraphie sans fil. Étant donnée une station de transmission composée d'un excitateur à boules relié d'une part à la terre et d'autre part à l'antenne, et une station réceptrice à détecteur magnétique, l'auteur montre que le problème de la téléphonie sans fil peut être résolu en produisant à la station d'émission une succession très rapide d'étincelles (jusqu'à 10.000 par seconde) et en *modulant*, pour ainsi dire, l'intensité ou quelque autre caractère de l'étincelle, de façon que l'énergie irradiée par l'antenne puisse osciller avec même amplitude et même période que les sons variables et compliqués à transmettre.

Après avoir indiqué divers modes d'obtention d'étincelles très fréquentes, en particulier l'action d'un jet gazeux sur l'étincelle produite entre les pôles très rapprochés d'une puissante bobine, M. Majorana montre que l'on peut modifier l'étincelle en rendant mobile l'une des boules de l'excitateur et la reliant à une membrane vibrante ; on transmet ainsi des sons et des accords ; il en est de même en agissant sur le jet gazeux qui souffle l'étincelle.

La transmission de la parole a été obtenue en remplaçant la boule vibrante de l'excitateur par un filet de mercure.

L'auteur termine en signalant les bons résultats qu'il a obtenus en faisant varier la résistance ohmique d'une des communications de l'excitateur avec la terre ou l'antenne ; mais il remet à plus tard la description de ces dernières expériences.

G. Goisot.

A. GARBASSO. — Teoria elettromagnetica dell'emissione della luce (Théorie électromagnétique de l'émission de la lumière). — *Memorie della Reale Accademia delle Scienze di Torino*, II, LIII ; 8 février 1903.

L'auteur a déjà fait voir qu'un système de résonateurs de Hertz constitue un modèle acceptable de la matière pour un bon nombre de phénomènes (absorption, couleur superficielle, réfraction et dispersion des ondes lumineuses), dépendant tous de la structure moléculaire des corps ; il va maintenant donner une théorie de l'émission de la lumière. L'excitateur de Hertz ne peut représenter directement les atomes des corps lumineux ; sous la forme schématique de deux capacités reliées par un fil, il a une période unique de vibration, c'est-à-dire un spectre d'une seule raie. Il faut donc d'abord poser et résoudre le problème des oscillations dans un conducteur complexe, puis rechercher comment les périodes se modifient, quand un conducteur est placé en présence d'un autre, et enfin arriver au cas d'un système de systèmes; alors on recherchera comment les résultats de la théorie correspondent à ceux de l'analyse spectrale.

L'auteur étudie d'abord les oscillations d'un conducteur complexe; il arrive à la conclusion que toutes les charges des capacités et tous les courants dans les fils qui les réunissent sont déterminés par une équation différentielle linéaire et homogène, la même pour toutes les variables, dont l'ordre est inférieur d'une unité à la somme obtenue en ajoutant le nombre de capacités et le nombre de fils.

L'auteur étudie successivement les conducteurs à 1, 2, 3, 4, 5 oscillations, puis les oscillations d'un système de conducteurs émettant un spectre de 2 ou 4 raies, ou encore 1, 2 ou 3 doublets, enfin les oscillations d'un système de systèmes. Une étude approfondie de l'équation différentielle donnant les périodes propres de chaque système donne des propositions qu'on peut comparer avec les résultats de l'analyse spectrale : les spectres à doublets et triplets, ceux des corps composés et des gaz comprimés, et certains faits dépendant de l'isomérie ont ainsi trouvé un modèle simple et satisfaisant. Les conducteurs à fils égaux, longs et fins, répondent à la formule empirique de Kayser et Runge. L'auteur donne enfin une règle simple qui met en relation les atomes des corps élémentaires compris dans un même groupe du système périodique.

Ch. Touren.

A. GARBASSO. — Su la teoria dell'analisi spettrale (Sur la théorie de l'analyse spectrale). — *Genova*, 15 septembre 1903; — *Boltzmann-Festschrift*, 1904.

L'auteur étudie le cas particulier d'un conducteur composé de trois capacités égales réunies par des fils égaux, puis il suppose deux de ces conducteurs en présence. Il pousse jusqu'au bout le calcul numérique de ce cas.

Ch. Tourex.

A. GARBASSO. — Su la struttura degli atomi materiali (Sur la structure des atomes matériels). — *Memorie della Reale Accademia delle Scienze di Torino*, II, LIV; 1er mai 1904.

L'auteur se propose de montrer qu'en utilisant les développements algébriques et les résultats expérimentaux, il est possible d'établir des propositions simples sur la structure des atomes et des molécules matérielles, les atomes pouvant se représenter par des conducteurs ou des systèmes de conducteurs pourvus de self-induction et de capacité. — Il montre d'abord que, si on veut construire un conducteur capable d'émettre un spectre de n raies, on a toujours pour le problème n solutions distinctes; il cherche aussi le nombre de systèmes correspondant à un spectre déterminé.

L'auteur rappelle ensuite les recherches précédentes dans le sens indiqué : les recherches de Lockyer sur les lignes longues et brèves, les lignes basiques, la dissociation des éléments dans le soleil, puis la série de Kayser et Runge, les recherches de Lenard sur le spectre des métaux alcalins dans l'arc. Il reprend alors l'étude des spectres métalliques obtenus avec l'arc, en utilisant successivement le cuivre, le fer, l'aluminium, le zinc, le cadmium, l'étain et le plomb.

Il arrive aux conclusions suivantes : du spectre observé il ne peut résulter la structure des atomes; il convient plutôt de rechercher en premier lieu si l'atome a pour modèle un conducteur ou un système de conducteurs : c'est le second cas qui est le plus vraisemblable. La série de Kayser et Runge correspond à des conducteurs particuliers; dans l'étincelle et dans l'arc, les atomes ne se dissocient pas, mais dans les diverses régions on a des spectres différents, et les divers conducteurs desquels les atomes résultent sont différemment excités. Il n'existe pas de lignes basiques au sens de Lockyer; enfin

les atomes de quelques métaux sont probablement dissociés dans le soleil.

Ch. Touren.

A. GARBASSO. — Su gli spettri delle stelle variabili (Sur les spectres des étoiles variables). — *Genova, Istituto Fisico della R. Università*, mai 1904.

Toute une littérature s'est formée sur les spectres des étoiles variables; on a essayé la reproduction expérimentale des phénomènes caractéristiques qu'elles présentent. Les raies d'un même corps sont divisées en deux séries, dont l'une est déplacée vers le rouge, l'autre vers le violet, les premières brillantes, les dernières renversées. On a d'abord expliqué ceci par le principe de Doppler; mais il faut alors supposer qu'on a deux astres distincts dont l'un s'approche et l'autre s'éloigne, agissant le premier par émission, le deuxième par absorption. — On a ensuite eu recours à la pression qui serait très grande, ce qui donne une explication insuffisante. — Ebert fait intervenir les phénomènes d'absorption élective et de dispersion anomale constatés dans les vapeurs de potassium et de sodium, ce qui ne suffit pas encore.

L'auteur propose une nouvelle explication rattachée à ses publications antérieures, en appliquant les mêmes hypothèses au cas actuel. Il admet donc : qu'il existe dans l'astre un élément dont les atomes sont formés de deux conducteurs distincts; que les atomes sont dissociés, au moins en majeure partie ; que, dans l'espace interne, un des deux conducteurs prévaut, et que, dans l'espace externe, c'est l'autre conducteur qui prévaut.

L'auteur fait le calcul général d'un conducteur à trois oscillations et d'un système de deux conducteurs à trois oscillations; puis il fait un calcul numérique en précisant les données, et il obtient les longueurs d'onde correspondantes. Ces résultats permettent de construire graphiquement les spectres qui correspondent au système complexe et aux conducteurs élémentaires. Le premier circuit ayant la plus petite capacité et à cause de cela constituant un gaz moins pesant, il se portera de préférence dans les régions externes de l'astre, et ses raies apparaîtront brillantes ; pour l'autre, au contraire, ses raies seront renversées. Les dernières hypothèses ci-dessus apparaissent donc comme parfaitement naturelles, et les phénomènes prévus par la théorie coïncident avec ceux qu'on observe dans la réalité.

Ch. Touren.

SUR LES ALLONGEMENTS PAR FLEXION ;

Par MM. BOUASSE et BERTHIER.

1. Quand on cherche à allonger un fil raide soit par *traction simple*, soit par *flexion*, on rencontre le curieux paradoxe suivant : *Un fil qu'on ne peut allonger d'un millième par traction simple sans qu'il ne casse se laisse aisément allonger de* 10, *de* 20 0/0... *par flexion*. Il semble que des allongements notables soient particulièrement difficiles à obtenir en utilisant des déformations *homogènes*, et qu'au contraire la déformation *successive et continue* de parties voisines puisse être obtenue plus aisément. C'est ce phénomène que nous nous proposons d'étudier.

2. *Courbe de traction ordinaire.* — Les discussions qui suivent ont pour base la courbe ordinaire de traction. Elle a généralement la forme

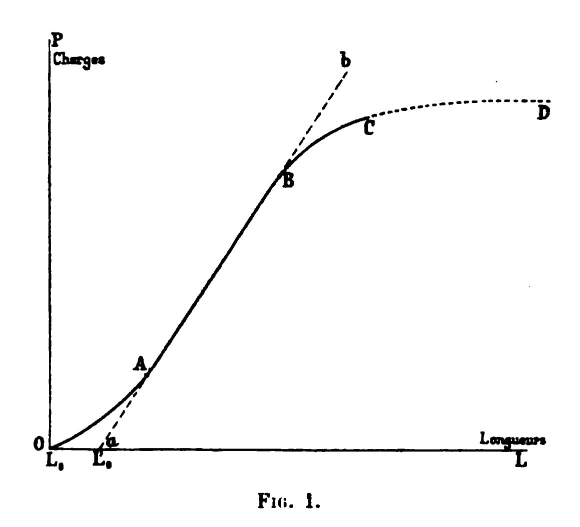


Fig. 1.

ci-contre (*fig.* 1). Après une partie OA nettement courbe et qui doit être attribuée à la rectification du fil, on parcourt une partie sensiblement rectiligne AB qui se réduit souvent à une tangente d'inflexion [1] ; enfin la courbe s'arrondit suivant BCD. La rupture arrive

[1] Le module de traction E est donné par l'inclinaison de la portion presque rectiligne AB. Avec un fil, elle se réduit le plus souvent à une tangente d'inflexion

en un point C dont la position dépend essentiellement de l'homogénéité du fil, de la manière de l'attacher et généralement de circonstances à peu près impossibles à définir. Les expériences qui suivent tendent à prouver que, *même pour le fil le plus raide*, l'allongement indéfini ne serait pas impossible, si ces causes de rupture, qui n'ont rien de nécessaire, pouvaient être écartées. Les fils raides (fortement étirés à la filière par exemple) seraient simplement caractérisés par une courbure très brusque au voisinage du point B et une presque rectilinéité de la partie BCD, les fils mous (recuits par exemple) par un arrondissement très doux de toute la courbe de traction.

Le fil utilisé dans les expériences actuelles est du fer aciéreux fortement étiré à la filière et de 1.180 μ environ de diamètre; l'aire de sa section droite est donc voisine de $1^{mm^2},094$. Nous avons déterminé grossièrement l'allongement le plus grand qu'il pouvait supporter sans rupture avec un levier dont il est inutile de donner le détail. Nous avons trouvé qu'il cassait toujours pour une charge inférieure à 80 kilogrammes et un allongement permanent inférieur à un millième.

Nous en avons alors enroulé et déroulé systématiquement des bouts sur des cylindres de fer d'axe horizontal. Nous faisions varier le diamètre 2R du cylindre, la charge P sous laquelle l'enroulement et le déroulement s'opéraient. Nous avons obtenu les résultats suivants.

3. Soit L_1 la longueur du fil avant l'enroulement, L_2 après le déroulement; n, le nombre de tours dont il faut tourner le cylindre pour enrouler ou dérouler le bout de fil sur lequel on expérimente. On peut écrire :

$$2\pi n(R+\varepsilon_1)=L_1,\qquad 2\pi n(R+\varepsilon_2)=L_2;\qquad L_2-L_1=2\pi n(\varepsilon_2-\varepsilon_1).$$

ε_1 et ε_2 mesurent les distances au cylindre des fibres *neutres* d'enroulement ou de déroulement. Par *fibre* il faut entendre un cylindre élémentaire purement géométrique auquel on ne suppose aucune autonomie physique. La fibre *neutre* est celle qui, dans l'enroulement ou le déroulement, ne change pas de longueur. Les longueurs L_1 et L_2, généralement comprises entre 150 et 200 centimètres, sont mesurées au millimètre près sur une règle verticale; n est connu au centième de tour. On s'arrange pour que, dans l'enroulement ou le déroulement, le fil ne puisse se tordre.

---

de direction douteuse ; aussi emploie-t-on généralement pour mesurer E des barres tournées qui sont à peu près rectilignes pour les charges nulles. Il est cependant impossible d'éviter, même par cet artifice, les phénomènes de réactivité qui se superposent toujours à l'élasticité parfaite.

Utilisons d'abord un certain cylindre, faisons varier la charge P et le nombre m d'opérations ; déterminons en fonction de ces variables l'allongement $L_2 - L_1$ dû à un enroulement suivi d'un déroulement.

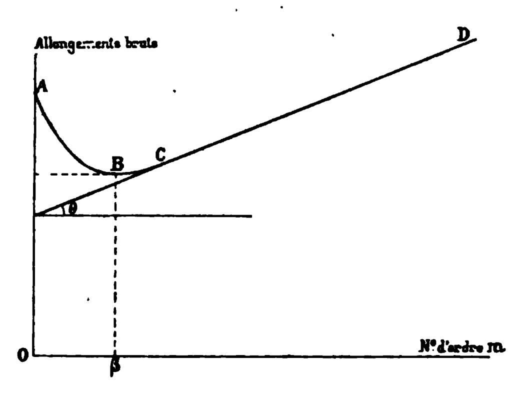


Fig. 2.

En fonction du numéro m de l'opération, la courbe obtenue est représentée *fig.* 2. Il y a diminution de l'allongement pour les premières opérations et augmentation pour les opérations ultérieures ; le nombre $m = O\beta$, qui correspond au minimum, est d'autant plus petit que la charge est plus grande et le rayon R plus petit. L'inclinaison θ de la partie CD de la courbe croît à mesure que la charge croît et que le rayon R du cylindre diminue.

A mesure que m augmente, la longueur du fil augmentant, les allongements bruts ne sont plus rapportés à la même longueur initiale. En les rapportant à une même longueur initiale, on obtient une courbe de même allure, mais dont la branche CD est approximativement horizontale.

Voici quelques nombres pour fixer les idées : R = 1 centimètre environ ; le diamètre du fil est 1.180 μ environ ; on donne les allongements dans les opérations successives en millièmes de la longueur au début de chaque opération.

Poids P = 5^k	Allongements =	4	4	3	3	3	3	3	3
10^k		13	11	10	10	11	11	11	11
20^k		33	29	30	31	32	33		
30^k		52	48						

L'allongement croît plus vite que le poids tenseur; il s'annule sensiblement quel que soit le rayon R, si la charge est nulle. Toutefois, pour des raisons que nous ne pouvons étudier ici et qui sont développées dans un autre travail (*Sur l'enroulement des fils et les ressorts à boudin*, n° 6, *Annales de Toulouse*), la tension réelle du fil est très inférieure à la charge, tant que celle-ci reste petite. Peut-être existerait-il une proportionnalité plus exacte entre la tension réelle et l'allongement.

On remarquera l'énormité des allongements obtenus par enroulement et par déroulement, c'est-à-dire par flexions successives dans deux sens contraires. Sous 20 kilogrammes, un fil, qui ne peut sans casser s'allonger de plus d'un millième par traction directe, a passé en huit opérations de 154^{cm},1 à 191^{mc},0; soit un allongement de 36^{cm},9, ce qui correspond à 24 0/0 de la longueur initiale. En deux opérations sous 30 kilogrammes, le fil s'allonge de 10 0/0 de sa longueur initiale.

4. *Allongement en fonction du rayon du cylindre d'enroulement.* — Représentons en abscisses la courbure du cylindre d'enroulement $\chi = 1 : R$ et en ordonnées les allongements moyens sous une charge P donnée pour un nombre fixe d'opérations. On obtient des

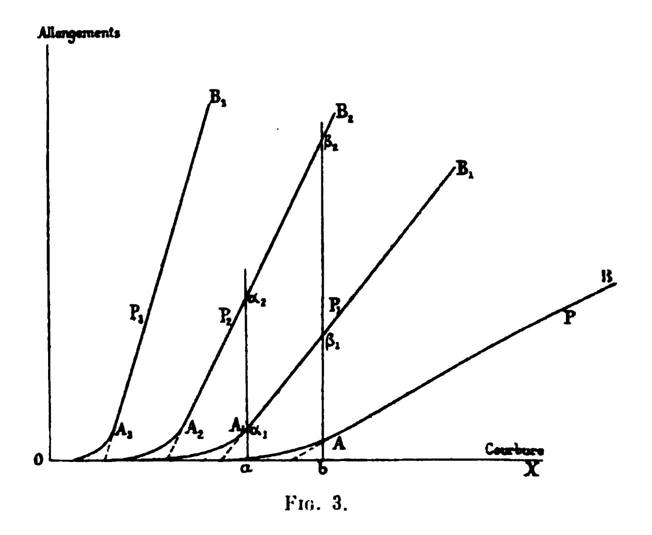


FIG. 3.

courbes formant un faisceau représenté *fig.* 3. Chaque courbe correspond à une charge invariable P.

Quelle que soit la courbure, l'allongement est à peu près nul pour

$P = 0$; l'axe des χ est donc une des courbes du faisceau. Pour une charge suffisante, l'allongement est énorme quelle que soit la courbure ; l'axe des ordonnées est donc une courbe (évidemment limite) du faisceau.

Il résulte de la forme du faisceau que l'effet relatif d'un accroissement de charge diminue à mesure que la courbure augmente. Cette règle se traduit par l'inégalité évidente $a\alpha_2 : a\alpha_1 > b\beta_2 : b\beta_1$.

La comparaison que nous faisons se traduirait par des nombres assez arbitraires, puisque la loi d'allongement en fonction du numéro d'ordre de l'opération dépend de la charge et de la courbure du cylindre. Le faisceau (*fig.* 3) dépend donc du nombre m fixe d'opérations que l'on choisit : il diffère notablement suivant qu'on se borne à la première ou qu'on élimine cette opération qui donne toujours des allongements plus forts.

3. *Position de la fibre neutre. — Tensions faibles.* — Pour aller plus loin, il faut connaître le rayon R du cylindre d'enroulement et le nombre n de tours. La détermination de R s'effectue en enroulant d'un nombre n de tours un fil *très fin*, de diamètre δ connu au moins approximativement, sous une charge juste suffisante pour le tendre ; on détermine la longueur L enroulée à l'aide d'un cathétomètre. Les résultats précédents permettent d'écrire :

$$2\pi n\left(R + \frac{\delta}{2}\right) = L.$$

La mesure de R se fait ainsi avec une précision plus que suffisante.

Que pouvons-nous d'abord conclure du fait que, *sous tension faible*, il n'y a pas d'allongement permanent sensible, même si le diamètre du cylindre n'est que dix fois le diamètre du fil ?

Avant l'enroulement, toutes les fibres ont la longueur L_1. Pendant l'enroulement, la fibre *intérieure* (au contact du cylindre) prend la longueur $l_i = 2\pi n R$; la fibre extérieure prend la longueur $l_e = 2\pi n(R + \delta)$, où δ est le diamètre du fil ; enfin on a par définition :

$$L_1 = 2\pi n(R + \varepsilon_1), \qquad L_2 = 2\pi n(R + \varepsilon_2).$$

Poser $L_1 = L_2$ revient à poser $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, et en toute rigueur ne nous apprend rien sur les valeurs séparées de ε_1 et de ε_2. Mais supposer que la fibre *neutre* ne coïncide pas, pendant l'enroulement, avec la fibre *moyenne*, entraîne l'hypothèse d'une difficulté inégale de

déformation permanente par allongement ou par raccourcissement: cette dissymétrie devrait se retrouver *avec le même sens* pendant le déroulement : d'où un allongement ou un raccourcissement. Il semble donc que la condition $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ ne puisse être satisfaite qu'avec la condition supplémentaire $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \delta : 2$. La fibre neutre coïncide avec la fibre moyenne. L'expérience directe qui permet de mesurer séparément ε_1 et ε_2 confirme ce raisonnement.

Cette égale facilité des allongements et des raccourcissements permanents, exacte pour le fil dont nous nous servions, n'est pas nécessairement réalisée dans tous les cas; on voit par ce qui précède comment on peut étudier le phénomène.

L'allongement ou le raccourcissement relatif des fibres extrêmes sous tension faible est donc sensiblement égal à $\delta : 2R$; il est par conséquent énorme et égal à 5 0/0 dans le cas d'un fil de 1 millimètre de diamètre enroulé sur un cylindre de 1 centimètre. Il est intéressant qu'on puisse, dans ces conditions, enrouler et dérouler un grand nombre de fois sous tension faible sans amener la rupture.

6. *Position de la fibre neutre. — Tensions fortes.* — Le résultat des expériences est contenu dans la règle suivante : *il y a symétrie à peu près parfaite entre l'enroulement et le déroulement.* Comme les diamètres δ_1 et δ_2 du fil avant l'enroulement et après le déroulement sont différents, cette symétrie se traduit par la relation :

$$\frac{\varepsilon_1}{\delta_1} + \frac{\varepsilon_2}{\delta_2} = 1.$$

Pour fixer les idées, nous donnons dans le tableau suivant une série effectuée avec un cylindre de 1 centimètre de diamètre. Pour rendre les comparaisons plus aisées, nous avons calculé les quantités :

$$\psi_1 = \frac{\varepsilon_1}{\delta_1}\frac{\delta_1 + \delta_2}{2}; \qquad \psi_2 = \frac{\varepsilon_2}{\delta_2}\frac{\delta_1 + \delta_2}{2}.$$

Charges	ψ_1	ψ_2	$\psi_1 + \psi_2$	$\frac{\delta_1 + \delta_2}{2}$
5k	555µ	586µ	1.141µ	1.184µ
10	523	616	1.139	1.182
20	468	662	1.130	1.176
30	418	716	1.134	1.174

La symétrie n'est pas parfaite; la somme $\psi_1 + \psi_2$ est légèrement inférieure à $(\delta_1 + \delta_2) : 2$; toutefois, il ne faut pas oublier qu'il s'agit

de centièmes de millimètre, et que, la flexion se faisant tantôt à partir d'une droite pour arriver à la forme circulaire, tantôt à partir d'un cercle pour arriver à la forme rectiligne, une égale difficulté de déformation par allongement ou raccourcissement ne peut pas se traduire exactement par la relation donnée plus haut entre ε_1 et ε_2. Mais nous ne pouvons insister.

7. *Modification de la matière par enroulement ou déroulement.* — On peut donc obtenir par enroulement et déroulement des allongements énormes avec un fil qui, par traction simple, casserait sans allongement sensible. Il est naturel de se demander si ce sont là de véritables déformations permanentes, ou s'il se produit des failles, des brisures, comme on en constate dans certains cas sur les parties extérieures de matières trop fortement fléchies.

L'étude micrographique de la surface ne fournit à ce sujet rien de bien concluant. Nous avons étudié la variation du module de torsion du fil après des enroulements et déroulements systématiques. On sait depuis Coulomb que les modules sont à peine modifiés par les déformations permanentes, mais on peut admettre que des failles, des brisures intérieures ne les laisseraient pas invariables.

La méthode consiste à suspendre un oscillateur au fil déroulé et à déterminer la durée T d'oscillation. Le module de rigidité μ est proportionnel à $L : \delta^4 T^2$. Soit p le poids du fil en expérience; de l'hypothèse de l'invariabilité de la densité, on conclut que le module μ est proportionnel à $L^3 : T^2 p^2$. La longueur L du fil en expérience, son poids total p et la durée d'oscillation sont aisément mesurés.

Toutefois, dans l'allongement sous charge forte, le fil devient légèrement elliptique. Il n'est plus possible d'appliquer la formule $C = \mu\pi\delta^4 : 32L$ donnant le couple de torsion par radian; il faut utiliser la formule plus complexe :

$$C' = \frac{\mu\pi}{L} \frac{A^3B^3}{A^2 + B^2},$$

où A et B sont les axes de la section droite elliptique.

Comme on mesure le poids du fil et sa longueur, c'est-à-dire en définitive l'aire de la section droite, il est avantageux de la mettre en évidence dans les formules. On obtient :

$$C = \frac{\mu s^2}{2\pi L} \qquad C' = \frac{\mu s^2}{2\pi L} \cdot \left[2 : \left(\frac{A}{B} + \frac{B}{A}\right)\right].$$

Posons $2A = \delta + \varepsilon$, $2B = \delta - \varepsilon'$; on a très exactement $C = C'$, tant qu'on peut négliger les termes en $(\varepsilon : \delta)^2$ et $(\varepsilon' : \delta)^2$. Or, dans nos expériences, $\varepsilon + \varepsilon'$ est de l'ordre de 10 à 20 microns pour un diamètre moyen de 1.100 microns. On a donc $C = C'$ avec une approximation très supérieure aux erreurs sur la mesure des couples.

Voici d'abord une expérience qui prouve une modification de la matière du fil par enroulement et déroulement. Cinq fils sont pris sur le paquet. Les fils 1, 3, 5 sont essayés immédiatement; les fils 2, 4 sont enroulés et déroulés une fois sur un cylindre de 1 centimètre de diamètre. On trouve en unités arbitraires, pour les premiers, $\mu = 331$, 331, 332; pour les seconds, $\mu = 308$, 307. Il ne faut cependant pas se hâter de conclure à l'existence de failles et de brisures.

Voici les résultats obtenus avec des fils différents, un enroulement et un déroulement sur le même cylindre et des charges de plus en plus grandes.

Kilogrammes. .	5	20	30	35	40
μ	311	316	320	323	322

μ croît donc régulièrement à mesure que la charge et par conséquent l'allongement croissent.

D'autre part, enroulons et déroulons plusieurs fois sur le même cylindre et avec la même charge. Voici les résultats pour 1 centimètre de diamètre et 5 kilogrammes :

Nombre d'opérations .	1	5	10
μ	311	310	311

Voici maintenant pour 20 kilogrammes :

Nombre d'opérations .	1	5
μ	316	318

Voici enfin pour un cylindre de $0^{cm},8$ de diamètre et 10 kilogrammes :

Nombre d'opérations . .	1	5
μ	312	310

Il semble presque inadmissible que, d'une part, les failles et brisures ne produisent aucune modification du module μ, et que, d'autre part, elles n'augmentent pas à mesure que le nombre des opérations croît. La première opération produit des effets particuliers; nous le savions déjà par les résultats du paragraphe 3.

La possibilité d'obtenir par flexion des allongements impossibles à produire par traction simple étonne moins quand on réfléchit aux effets obtenus avec la filière ou le laminoir. Il est vrai que, dans ces deux derniers cas, le métal est *soutenu*, tandis qu'il l'est à peine dans l'enroulement ou le déroulement.

En définitive, la rupture d'un fil par traction simple ne provient pas d'une impossibilité organique de s'allonger, mais de son défaut d'homogénéité soit géométrique, soit matérielle. Quand les déformations se font points par points, les effets de cette hétérogénéité disparaissent à peu près complètement (1).

LES PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DE LA PYRRHOTINE (*Suite*) ;

Par M. PIERRE WEISS.

PHÉNOMÈNES RÉSIDUELS.

Dans l'exposé des résultats de l'étude magnétique de la pyrrhotine qui a fait l'objet d'un précédent article (2), j'ai fait abstraction des phénomènes résiduels. Cela a été possible parce que les champs auxquels font appel les phénomènes magnétocristallins sont beaucoup plus considérables que ceux que font intervenir les phénomènes résiduels. Dans l'échantillon étudié le plus complètement, le champ démagnétisant maximum, dû à la structure, est de 7.300 gauss, tandis que le champ coercitif maximum a été de 15,4 gauss. L'hystérèse est donc en quelque sorte une broderie légère qui se superpose à la partie réversible du phénomène en la modifiant à peine.

J'ai montré que, si l'on considère la direction de facile aimantation contenue, dans le champ magnétique, on peut admettre, grâce à une hypothèse très plausible sur le rôle des discontinuités, telles que les cassures et des dimensions finies de l'échantillon, que la courbe d'aimantation de la matière parfaitement continue et illimitée se composerait d'une première partie coïncidant avec l'axe des aimantations et d'une deuxième parallèle à l'axe des champs, et représen-

(1) A ceux qui considèrent cette conclusion comme évidente, nous rappellerons que Duguet dans un de ses deux ouvrages, d'ailleurs intéressants, raille longuement la thèse que nous soutenons.

(2) Voir p. 469.

tant l'aimantation à saturation restant constante depuis le champ zéro jusqu'au champ infini. La courbe expérimentale (*fig.* 19) est assez voisine de cette courbe d'aimantation schématique ; mais, en réalité, elle se compose d'une branche ascendante et d'une branche descendante distinctes. Ce qui frappe à première vue dans cette courbe, c'est l'écartement très approximativement constant des deux branches, mesuré parallèlement à l'axe des abscisses, et égal à 30,8 gauss.

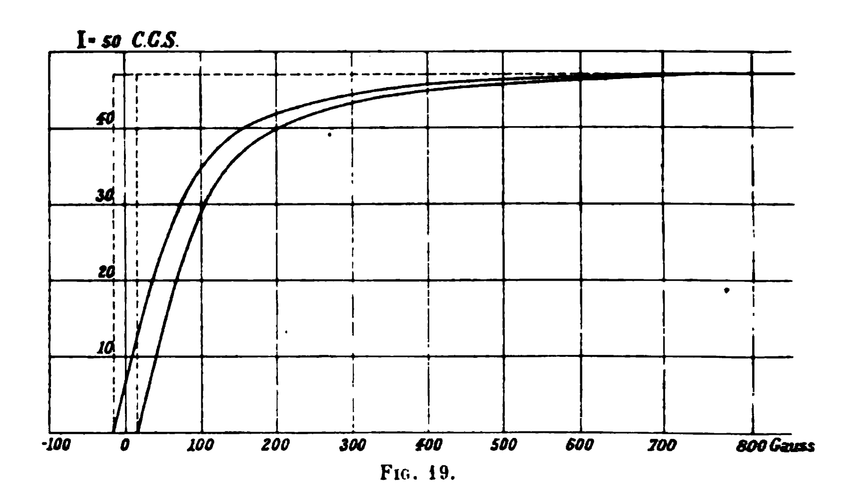


Fig. 19.

Avec la schématisation que nous venons de rappeler et en tenant compte de l'hystérèse, la courbe d'aimantation devient donc le rectangle représenté en pointillé.

Ce premier résultat s'interprète en disant que, pour déplacer l'extrémité du vecteur aimantation le long du diamètre de facile aimantation, il faut surmonter un champ coercitif constant $H_C = 15,4$ gauss.

L'énergie dépensée par cycle dans l'unité de volume est, par suite :

$$E = 4 \, . \, H_C \, . \, I_M = 4 \, . \, 15,4 \, . \, 47 = 2.900 \text{ ergs.}$$

En dehors de la direction de facile aimantation, la connaissance de l'aimantation dans le plan magnétique a été obtenue en faisant tourner dans ce plan des champs de grandeur constante. On doit attendre de ces expériences des renseignements sur l'hystérèse que l'on a appelée tournante, par opposition avec l'hystérèse alternative que nous venons de considérer.

Au même titre schématique, quand le champ constant, partant de la direction OX (*fig.* 20) de facile aimantation, décrit l'angle XOY, l'aimantation décrit l'arc AB du cercle de saturation. Puis, le champ dépassant la direction de difficile aimantation OY, l'aimantation décrit instantanément la corde BCD, et, lorsque le champ décrit l'angle YO (— X), l'aimantation décrit l'arc DE.

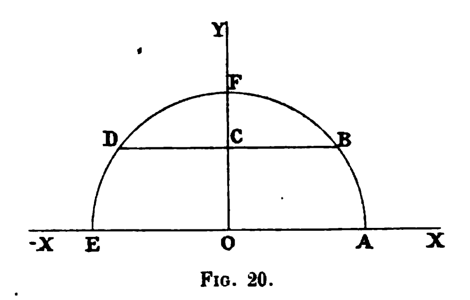


FIG. 20.

Pour ces déplacements de l'extrémité du vecteur aimantation I, les phénomènes d'hystérèse se manifestent par des courbes différentes à l'aller et au retour, tant pour la composante de l'aimantation parallèle au champ que pour la composante perpendiculaire au champ. La *fig.* 21

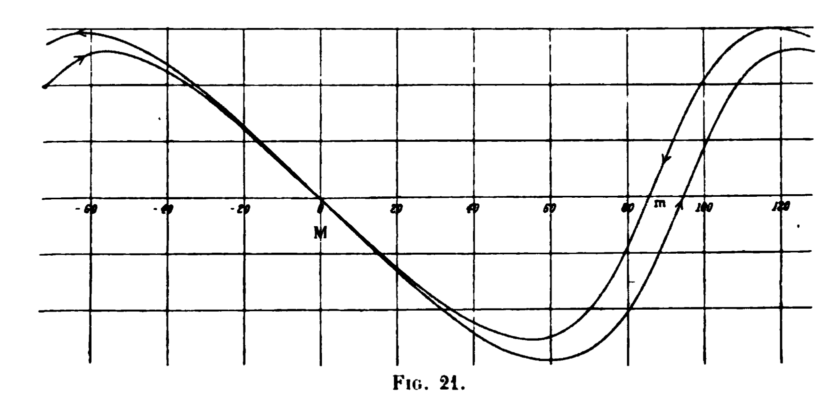


FIG. 21.

représente cette dernière en fonction des azimuts du champ, égal à 593 gauss pour la pyrrhotine de Morro Velho. On voit que les deux courbes coïncident exactement sur une assez grande longueur dans le voisinage de la direction OX indiquée par M sur la figure. D'autre part, la grandeur de l'aimantation restant constante et égale à l'intensité à saturation I_M dans le voisinage de OX, il en résulte que

la région du cercle de saturation voisine de A est décrite sans hystérèse.

Si ces expériences étaient faites sur un cristal simple, il serait facile de fixer jusqu'à quel point du cercle de saturation cette nullité de l'hystérèse persiste; mais, comme tous les résultats doivent subir la correction nécessitée par la présence de cristaux parasites, cette limite ne peut être marquée avec certitude. Des expériences dont nous parlerons plus loin ayant montré que l'hystérèse s'annule lorsque, dans un champ très intense, l'aimantation décrit le cercle de saturation tout entier, il est naturel de supposer que, lorsque dans un champ plus faible; l'aimantation ne décrit que l'arc AB de ce cercle, l'hystérèse restera nulle jusqu'en B.

La *fig.* 21 montre que, dans le voisinage de la direction OY marquée par *m*, les deux courbes sont nettement différentes. Leur écartement est d'autant plus grand que le champ avec lequel on opère est plus faible mais, quel que soit ce champ, la courbe correspondant à l'aller peut se superposer sur une grande étendue à celle du retour, par un déplacement horizontal.

Il faut donc, pour obtenir une même valeur de l'aimantation perpendiculaire au champ à l'aller et au retour, faire agir des champs qui diffèrent en direction d'un angle constant. Cet énoncé peut être remplacé par un autre équivalent. En effet, dans le voisinage de la direction de difficile aimantation OY, la vitesse de rotation de l'aimantation est beaucoup plus grande que celle du champ. Il suffira donc, en partant de deux directions du champ correspondant à des ordonnées égales sur les courbes d'aller et de retour, de faire tourner l'une de ces directions d'un angle extrêmement petit pour amener les aimantations à coïncider. Nous pouvons donc remplacer la proposition suggérée d'abord par l'aspect général des courbes par la suivante : Pour une aimantation représentée par un même point de la corde BCD, les champs diffèrent à l'aller et au retour d'un angle constant; ou encore, puisque toute la corde BCD est décrite pendant que le champ est voisin de OY : Pour un même point de la corde BCD, les champs diffèrent à l'aller et au retour d'un champ constant dirigé suivant BCD. On est donc amené à imaginer que, *pour déplacer l'extrémité du vecteur* I *le long de* BCD, *il faut, en plus du champ exigé par le phénomène réversible, surmonter un champ coercitif constant* H_c *agissant en sens contraire du mouvement.*

Cette hypothèse est suggérée nettement par l'expérience, sans être

imposée absolument. Les mesures ne sont pas assez précises pour que l'on puisse se proposer d'y trouver un contrôle numérique de la constance du champ coercitif dans toute l'étendue de la corde BCD.

Mais l'expérience donne des déterminations relativement précises de ce champ coercitif H_C' au point C, pour les diverses valeurs du champ.

Soit $2\alpha_C$ le double angle coercitif, c'est-à-dire l'écartement angulaire constant entre les deux branches de la courbe des composantes de l'aimantation perpendiculaire au champ, ou, ce qui revient au même, de la courbe des couples en fonction de α.

Soit $\frac{\Delta\varphi}{\Delta\alpha}$ le rapport des vitesses de rotation de l'aimantation et du champ dans le voisinage de OY. Le point sur l'axe des abscisses correspond à la coïncidence de la direction du champ et de l'aimantation, puisque l'aimantation perpendiculaire au champ y est nulle. Il faudra, pour amener, à partir de ce point, l'aimantation sur l'axe de y, faire tourner le champ de $\alpha_C \times \frac{\Delta\alpha}{\Delta\varphi}$. Il ne sera donc plus qu'à une distance angulaire de $\alpha_C\left(1 - \frac{\Delta\alpha}{\Delta\varphi}\right)$ de cet axe, et le champ coercitif est :

$$H_C' = \alpha_C\left(1 - \frac{\Delta\alpha}{\Delta\varphi}\right) \cdot H.$$

Le tableau suivant donne le résultat de ces déterminations pour le disque de Morro Velho, par la méthode des couples.

H	$2\alpha_C$		$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\alpha}$	H_C'	I_y
—	—		—	15,4	0
1.992	0°,61		36,2	10,8	13,7
4.000	0°,22		18	7,9	25,3
7.310	0°,05		5,4	2,6	41,7
10.275	0°,037	incertains	3,1	2,3	45,8
11.140	0°,025	incertains	2,8	1,5	46

Des expériences plus anciennes faites sur la même substance par la méthode balistique, qui se prête moins bien à la détermination des champs coercitifs, ont donné :

H	$2\alpha_c$		H_c'	I_y
97,2	18°		15,2	0,6
194	8°,9		15,05	1,2
564	2°,6		12.8	3.6
2.250	0°,47	incertains	9,2	15
3.830	0°,27	incertains	9	24

Dans la *fig.* 22, j'ai porté les aimantations au minimum I_y en abscisses et les champs coercitifs en ordonnées. Les points de la première série sont marqués par + et ceux de la deuxième par ○. Ces derniers sont moins exacts que les premiers.

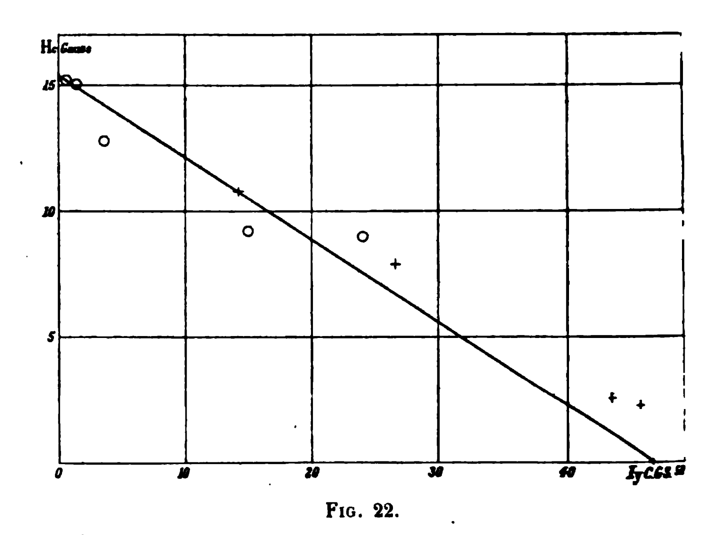


Fig. 22.

Dans les champs faibles, $2\alpha_C$ a des valeurs considérables, et la détermination est relativement précise; dans les champs les plus intenses $2\alpha_C$ tombe à quelques centièmes de degré, qui peuvent être dus en grande partie à la torsion résiduelle du ressort spiral qui, négligeable en général, pouvait fort bien réapparaître dans cette détermination particulière, faite comme pour la mettre en évidence. Mais l'incertitude des points correspondant aux champs élevés est rachetée par la connaissance du point extrême ($H_C = 0$, $I_y = I_x = 47$), qui résulte de la propriété du champ coercitif d'être nul le long du cercle de saturation. L'ensemble des résultats de la *fig.* 22 s'interprète par la proposition : *Le champ coercitif* H_C' *décroît linéairement avec la flèche de la corde du cercle de saturation décrite par l'aimantation*

Par conséquent :

$$H_C' = H_C \frac{I_M - I_y}{I_M}. \tag{7}$$

L'énergie d'hystèrèsepar cycle est égale à H_C' multiplié par deux fois la longueur de la corde, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} E' &= 4H_C' I_M \sqrt{1 - \left(\frac{I_y}{I_M}\right)^2} \\ &= 4H_C I_M \left(1 - \frac{I_y}{I_M}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{I_y}{I_M}\right)^2}. \end{aligned} \tag{8}$$

Le phénomène que je viens d'exprimer quantitativement par cette formule ne saurait s'appeler hystérèse tournante sans impropriété de langage, puisque la rotation de l'aimantation le long du cercle de saturation a lieu sans hystérèse et que celle-ci n'apparaît que quand la rotation est accompagnée d'un changement de grandeur de l'aimantation.

L'une des difficultés dans la détermination de ces phénomènes d'hystérèse est, nous l'avons déjà dit, la nécessité de tenir compte de la complexité des cristaux naturels et de ramener par des réductions laborieuses les résultats à ce qu'ils seraient si le cristal était simple. La mesure globale de l'énergie d'hystérèse E' échappe à cette difficulté. Elle s'ajoute pour les différents éléments constituants du groupement cristallin et peut être déterminée aussi bien sur les échantillons les plus complexes que sur ceux qui sont d'une simplicité relative.

J'ai employé à cet effet un appareil qui dérive de l'hystérésimètre Blondel-Carpentier, en y remplaçant l'aimant permanent par un électro-aimant. Cet appareil sera décrit ultérieurement en détail. Voici le principe sur lequel il repose. Le travail dépensé par le champ extérieur sur le cristal comprend le travail d'aimantation et l'accroissement d'énergie mutuelle du champ et de l'aimant[1]. Ce travail *total* est, pour un phénomène plan :

$$d\mathcal{C} = IdH + HI \sin(\alpha - \varphi)\, d\alpha,$$

où α et φ sont les angles de H et de I avec une direction fixe dans le

[1] Voir *C. R.*, CXXXVIII, p. 35; 1904; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 194; 1904.

cristal, contenue dans le plan. Quand le champ est constant, il se réduit à

$$d\mathcal{T} = \mathrm{HI} \sin(\alpha - \varphi)\, d\alpha.$$

Ce travail est nul pour un cycle isothermique réversible, et, par conséquent, pour un tour complet du champ, quand il n'y a pas d'hystérèse. Il est même nul pour un demi-tour, puisque les phénomènes se reproduisent à 180° de distance. Quand l'hystérèse se surajoute au phénomène réversible, $\int \mathrm{HI} \sin(\alpha - \varphi)\, d\alpha$ cesse d'être nul, et il suffit de mesurer l'aire de la courbe représentant les couples HI sin $(\alpha - \varphi)$ en fonction de α, avec le planimètre, pour avoir l'aire d'hystérèse. On peut répéter cette opération sur la courbe décrite en sens inverse. Quand on opère avec le planimètre, il est commode et plus précis de combiner les deux opérations en intégrant la différence des couples à l'aller et au retour. On obtient alors, dans un intervalle de 180°, l'énergie correspondant à un cycle complet.

L'hystérésimètre donne par une lecture unique le résultat de cette intégration.

Pour la discussion de ces expériences, il est commode d'exprimer E' de la formule (8) au moyen de la variable indépendante en observant que :

$$\mathrm{H} = (\mathrm{N} + n)\, \mathrm{I}_y, \tag{9}$$

où N est constant et n une fonction connue de H. Si la substance était illimitée et parfaitement continue, on aurait :

$$\mathrm{H} = \mathrm{NI}_y \tag{10}$$

et

$$\mathrm{E}' = 4\mathrm{H_C I_M}\left(1 - \frac{\mathrm{H}}{\mathrm{NI_M}}\right)\sqrt{1 - \left(\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{NI_M}}\right)^2}. \tag{11}$$

La courbe en trait plein de la *fig.* 23 est la représentation graphique de la formule (11). Les points +, voisins de cette courbe, sont les résultats des mesures faites avec l'hystérésimètre. Ils ont subi la correction $-n\mathrm{I}_y$ sur le champ, nécessitée par le caractère approché de l'équation (10) et empruntée à la courbe I, page 493. Cette correction est certainement trop faible, l'échantillon ayant été cassé depuis les premières expériences.

L'échelle des abscisses pour la construction de la courbe est donnée par la valeur connue de $NI_M = 7\,300$:

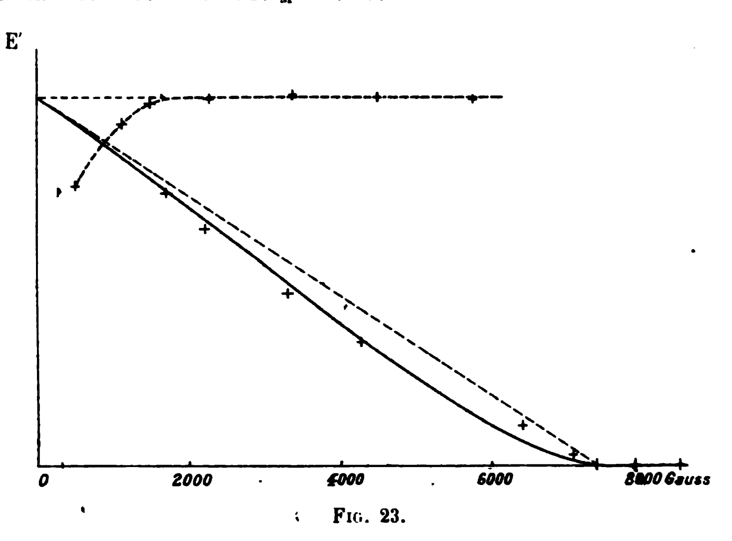


Fig. 23.

L'échelle des ordonnées peut être déterminée expérimentalement d'une manière indépendante. Si l'on place le plan magnétique de la substance verticalement dans le champ tournant horizontal de l'hysté-

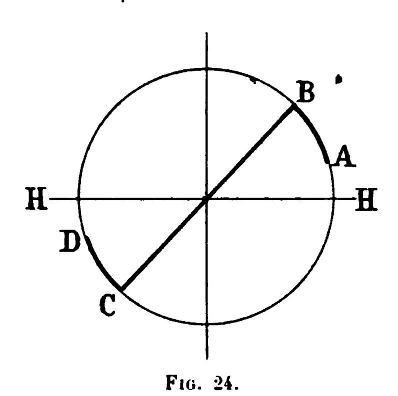


Fig. 24.

résimètre, à chaque tour de celui-ci le vecteur aimantation décrit dans les deux sens le diamètre de facile aimantation BC (*fig.* 24) et deux arcs AB et CD du cercle de saturation, plus ou moins étendus suivant la grandeur du champ, et cela quelle que soit la direction du dia-

mètre de facile aimantation dans le plan vertical. L'énergie d'hystérèse dite « tournante » est donc égale dans ce cas à celle de l'hystérèse alternative suivant le diamètre de facile aimantation ; elle est donc indépendante du champ et égale à l'ordonnée à l'origine de la courbe représentant la formule (11) (*fig.* 23). Et cela est vrai aussi bien pour un cristal complexe. C'est bien ce que donne l'expérience, comme le montrent les points + sur la courbe supérieure pointillée, de la *fig.* 23. Les premiers seuls se trouvent au-dessous de la droite horizontale passant par les suivants. Cela tient à ce que, dans les champs faibles, la saturation n'est pas atteinte par suite des phénomènes démagnétisants et qu'une partie seulement du diamètre de facile aimantation est décrite.

Malheureusement le disque de pyrrhotine des premières expériences avait été détruit accidentellement avant cette dernière série de mesures dans laquelle le plan magnétique est placé verticalement.

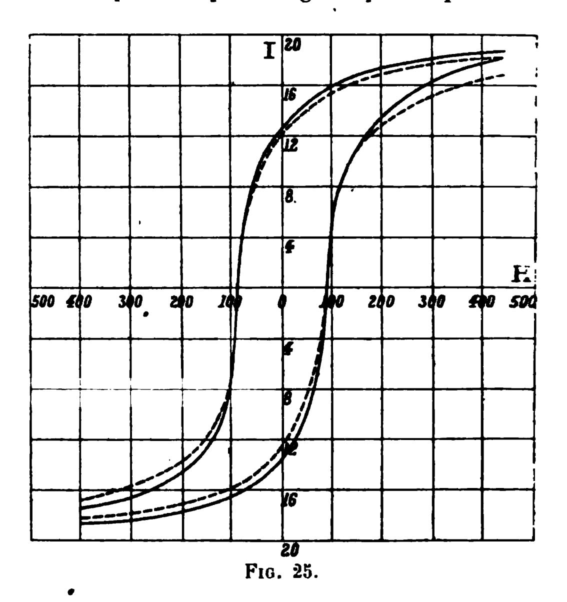


Fig. 25.

Elle a été exécutée avec un autre disque de la même origine et ayant approximativement les mêmes dimensions. En attendant que de nouvelles expériences actuellement en voie d'exécution conduisent à un contrôle plus serré des lois de l'hystérèse, on voit que celles-ci sont dès à présent confirmées quand à leur allure générale et à la nullité de l'hystérèse tournante au-dessus de H = 7.300 gauss.

L'emploi de cette méthode suppose que les phénomènes d'hystérèse, comme les autres phénomènes d'aimantation, ne sont pas altérés par une composante du champ perpendiculaire au plan magnétique. Les considérations énergétiques sur lesquelles nous nous sommes appuyé n'ayant aucune prise sur le phénomène irréversible, l'expérience peut seule trancher la question. La *fig.* 25 montre la courbe cyclique d'une pyrrhotine (New-Jersey) légèrement anormale, à champ coercitif considérable, relevée (traits pleins) avec un champ magnétique perpendiculaire au plan égal à 1.905 gauss, et (traits pointillés) avec un champ perpendiculaire égal à 3.620 gauss. Les deux courbes ne se superposent pas, sans doute à cause de la susceptibilité perpendiculaire au plan magnétique, plus grande dans les substances anormales, mais elles montrent que l'hystérèse n'est pas altérée. Cette expérience déjà ancienne et faite avec des moyens d'observation encore imparfaits m'a paru concluante, mais elle pourrait être reprise avec plus de précision.

LES SUBSTANCES ANORMALES.

Au début de cette étude j'ai déjà indiqué que les cristaux compacts du Brésil et les masses feuilletées de diverses origines ont des propriétés différentes. Un travail fait en collaboration avec M. J. Kunz sur « Les variations thermiques de l'aimantation de la pyrrhotine [1] » nous a montré l'irréductibilité des propriétés de ces deux espèces de pyrrhotines. Celles de la deuxième, que j'ai appelées anormales, ne donnent, même à la température ordinaire, qu'une image vague et profondément troublée des propriétés si nettes de la pyrrhotine normale. Mais, comme ces pyrrhotines sont celles que l'on se procure le plus facilement et que, par un hasard peu avantageux, j'ai commencé par leur consacrer beaucoup de temps, je crois utile de résumer brièvement leurs propriétés.

Plan magnétique. — Déjà dans les champs faibles la propriété du plan magnétique n'est pas exacte. J'ai indiqué précédemment [2], pour

---

[1] *C. R.*, t. CXLI, p. 182; 1905. — Ce travail paraît *in extenso* à la suite du présent mémoire.

[2] *C. R.*, t. CXXVI, p. 1099; 1898; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 542; 1899.

l'aimantation perpendiculaire au plan magnétique

$\frac{1}{15}$ pyrrhotine de Bodenmais (Bavière),

$\frac{1}{17}$ — New-Jersey,

$\frac{1}{42}$ — Norwège,

de l'aimantation parallèle au plan, pour des champs peu intenses dans lesquels je n'avais pu découvrir aucune aimantation perpendiculaire au plan magnétique dans les pyrrhotines normales.

Dans les champs plus intenses, le critérium de la saturation apparente constante ou décroissante (ce mémoire, p. 501) est nettement en défaut. Il n'est même pas nécessaire, pour le constater, de ramener les mesures à ce qu'elles seraient pour un échantillon cristallographiquement simple. J'ai trouvé, par exemple :

H	I
1.986 gauss	352 unités arbitraires
3.930	360
7.300	357
9.150	354
10.195	352
11.140	350

Phénomènes démagnétisants. — Dans le plan magnétique, on rencontre les mêmes groupements cristallins, et l'on peut, comme pour la pyrrhotine normale, déduire les propriétés de la substance simple de celles de la substance complexe.

Mais la loi du champ démagnétisant :

$$H_D = NI \sin \varphi,$$

cesse d'être vérifiée. La formule plus générale :

$$H_D = f(I \sin \varphi),$$

représentant la loi du phénomène démagnétisant le plus général dirigé suivant la direction de difficile aimantation, ne satisfait pas non plus aux faits.

On peut, dans ce cas ([1]), avoir recours à une surface obtenue en

([1]) Voir *C. R.*, CXXXVIII, p. 35 ; 1904 ; — *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. III, p. 194 ; 1904.

portant en chaque point du plan magnétique une ordonnée égale à l'énergie d'aimantation, pour représenter l'ensemble des propriétés du cristal dans le plan magnétique. Cette surface, à son tour, peut être représentée par ses courbes de niveau. J'ai fait cette détermination assez laborieuse pour deux échantillons (substance, 1 et 2, p. 483), mais je puis me dispenser de reproduire ici cette image, car, à première vue, elle ne se distingue pas de celle d'une pyrrhotine normale qu'il est aisé de décrire.

Dans cette dernière, en effet, l'énergie se compose de la somme de deux termes : d'abord le travail de H_I qui conduirait à une surface de révolution, et celui de H_D qui fournit le terme :

$$E = \frac{1}{2} NI_y^2,$$

représenté par un cylindre parabolique dont la génératrice, lieu des sommets, coïncide avec la direction de facile aimantation. Cette dernière partie de l'énergie est la plus importante.

Phénomènes résiduels. — Les phénomènes résiduels sont beaucoup plus intenses dans les pyrrhotines anormales que dans les pyrrhotines

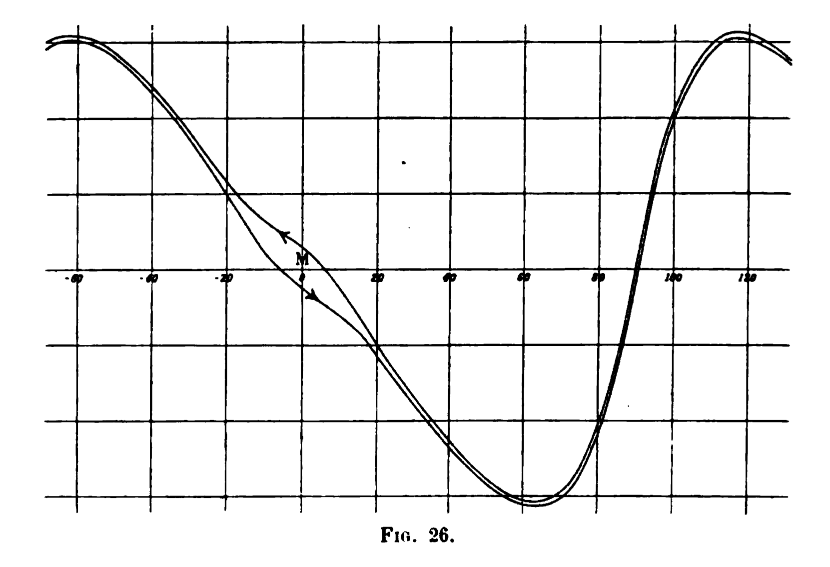


Fig. 26.

normales. Il semble aussi y avoir un champ coercitif constant le long du diamètre de facile aimantation et le long des cordes parallèles à

ce diamètre. Ce champ décroît quand I_y croît, et l'énergie d'hystérèse dépensée le long de la corde tend vers zéro avec la longueur de cette corde.

Mais il se présente en outre un autre phénomène d'hystérèse qui se manifeste, dans les courbes représentant les couples en fonction des azimuts du champ α, par un écart entre les deux courbes d'aller et de retour dans le voisinage du maximum d'aimantation M (*fig.* 26). La *fig.* 26 se rapporte à des expériences faites dans un champ de 11.140 gauss. Cet écart va en croissant avec le champ, et dans certains cas il s'accroît avec le nombre de cycles décrits. Ce phénomène possède donc une sorte de viscosité. Il serait prématuré d'en chercher une explication, mais on peut soupçonner qu'il dépend des changements d'état magnétiques que le travail cité plus haut a fait découvrir dans les substances anormales.

Résultats numériques. — Pour terminer ce qui concerne les substances anormales, je condense quelques résultats de mesures relatifs aux deux substances de New-Jersey, qui ont été l'objet d'une étude détaillée et qui ont été déjà mentionnées page 483, dans les tableaux suivants. Les intensités d'aimantation sont exprimées en unités arbitraires.

Substance 1, $I_M = 442$.

H	H_D au minimum	$H_D \times \frac{I_M}{I_y}$	I_y	H_c
0	0	—	0	75 gauss
627 gauss	604,5 gauss	3.110 gauss	85,4	61,5
1.270	1.220	3.760	142,8	45,2
2.525	2.375	4.520	231	29
3.950	3.610	5.150	308	—
4.905	4.357	5.440	352	—
5.760	4.917	5.680	381	—
7.425	5.665	5.920	416	—

Substance 2, $I_M = 440$.

H	H_D au minimum	$H_D \times \frac{I}{I_y}$	I_y	H
176 gauss	—	—	—	92 gauss
562	550 gauss	3.140 gauss	70	86
1.171	1.130	3.910	127	65
2.005	1.895	5.050	167	42
3.945	3.600	5.280	300	—
7.327	5.450	5.710	420	—
9.240	5.880	5.990	432	—
10.310	5.960	6.070	432	—
11.140	5.880	5.960	434	—

Les champs désignés par H_D ont été déterminés, par analogie avec les champs démagnétisants au minimum dans la pyrrhotine normale, au moyen du rapport de la vitesse de rotation de l'aimantation et du champ dans le voisinage de la direction de difficile aimantation. On a en effet $H_D = H\left(1 - \frac{\Delta\alpha}{\Delta\varphi}\right)$ (Voir p. 497). La troisième colonne montre que ces champs sont loin d'être proportionnels aux I_μ, comme cela avait lieu pour la pyrrhotine normale.

Pour la substance 1, l'aimantation à saturation a été trouvée égale à 1,84 unités C. G. S. La substance 2 était un autre fragment du même cristal.

SCHÉMA MOLÉCULAIRE.

Afin de grouper autour d'une représentation sensible les propriétés du cristal de pyrrhotine, imaginons qu'il soit composé de files de petites aiguilles aimantées équidistantes, alignées dans la direction de facile aimantation et dont les axes de rotation soient perpendiculaires au plan magnétique. Supposons ces aimants petits par rapport aux distances qui les séparent et assez intenses pour exercer les uns sur les autres une action directrice. Admettons en outre que, par suite

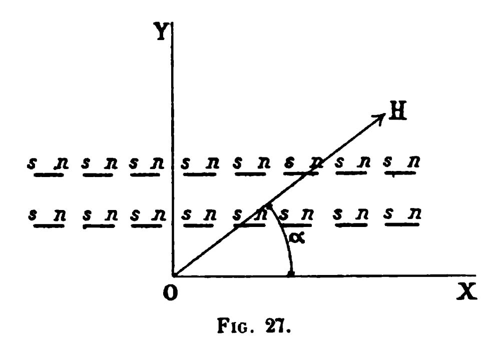


FIG. 27.

d'une compensation ou d'une plus grande distance, les files soient sans action les unes sur les autres. Livrés à eux-mêmes, les aimants d'une file adopteront une position d'équilibre dans laquelle le pôle nord de chaque aimant est en face du pôle sud de l'aimant suivant (*fig.* 27). Faisons agir sur le système ainsi constitué un champ H sous un angle α avec la direction des files. Les aimants seront déviés

d'un angle φ. Soit μ le moment magnétique d'un aimant élémentaire; l'ensemble de la file exerce alors sur chaque petit aimant un champ magnétisant $A\mu \cos \varphi$, et dans la direction OY un champ démagnétisant $-B\mu \sin \varphi$, où A et B sont des constantes.

L'équation d'équilibre de cet aimant est donc :

$$(H \cos \alpha + A\mu \cos \varphi) \sin \varphi = (H \sin \alpha - B\mu \sin \varphi) \cos \varphi$$

ou

$$H \sin (\alpha - \varphi) = (A + B) \mu \sin \varphi \cos \varphi.$$

Or la loi démagnétisante que nous avons trouvée expérimentalement s'exprime, en considérant dans la (*fig.* 13 p. 488), le triangle OAB, par :

$$(a) \qquad H \sin (\alpha - \varphi) = NI \sin \varphi \cos \varphi.$$

En posant :

$$(b) \qquad NI_M = (A + B) \mu,$$

le schéma moléculaire donne donc précisément la loi expérimentale pour les points situés sur le cercle de saturation.

L'intensité d'aimantation à saturation est égale à la somme des moments magnétiques des aimants élémentaires contenus dans l'unité de volume. Il résulte donc de l'équation (*b*) qu'alors même que la valeur de μ changerait, par la variation de la température par exemple, N reste constant tant que la structure de la substance est invariable.

La loi démagnétisante ainsi retrouvée exprime que, lorsqu'un champ constant H décrit un quart de tour à partir de OX, *fig.* 20, page 831, l'aimantation décrit un arc AB du cercle de saturation.

Cherchons à nous représenter comment l'aimantation pourra décrire soit le diamètre de facile aimantation AE, soit la corde BCD.

Si l'on fait agir sur les files d'aimants élémentaires dans leur position d'équilibre OX un champ croissant dirigé suivant O (— X), quand il atteindra une certaine valeur H_C leur équilibre deviendra instable et tous les aimants pivoteront de 180°. Le travail du champ extérieur, égal au champ coercitif multiplié par $2I_M$, sera absorbé dans l'amortissement de leurs mouvements.

Ce même phénomène se produisant *successivement* pour les différentes files, mais pour la même valeur, ou du moins des valeurs extrêmement voisines de H_C, le vecteur I décrira le diamètre de

facile aimantation. Le schéma moléculaire rend ainsi compte de la constance du champ coercitif le long de ce diamètre.

On peut remarquer l'analogie que ce changement d'orientation présente avec un changement d'état. Comme dans la transformation d'un liquide en vapeur saturante de même température, ce sont les portions successives du corps qui subissent la même transformation, et pendant cette transformation le champ coercitif, comme la pression de la vapeur, reste constant.

Lorsqu'un champ constant H aura décrit un quart de tour dans le plan à partir de OX, les aimants élémentaires se trouveront dans une position d'équilibre déterminée par l'équation (*a*) et pour laquelle :

$$\sin \varphi = \frac{H}{NI_M}.$$

Pour le même champ, il y a une deuxième position d'équilibre symétrique de la première par rapport à OY. On peut imaginer qu'un champ H_C' dirigé suivant O (— X) fasse passer successivement les différentes files de la première de ces positions d'équilibre à la seconde. S'il en est ainsi, le phénomène d'hystérèse le long de la corde BD, *fig.* 20, doit encore correspondre à un champ coercitif constant, ce qui est d'accord avec l'expérience.

La petitesse du champ coercitif, 15,4 gauss, dans la substance étudiée, en comparaison du champ démagnétisant maximum de 7.300 gauss, est un des aspects caractéristiques des phénomènes. Je n'ai pas réussi, jusqu'à présent, à le déduire quantitativement de cette représentation schématique, mais il est permis de penser qu'il est en relation avec ce qui se passe dans la région troublée des extrémités des files.

Si le champ coercitif est dû à l'action mutuelle des aimants élémentaires, il doit être, à structure égale, proportionnel à μ. La vérification de cette proposition est accessible à l'expérience[1].

Il est possible aussi que les substances anormales, dont les exemples m'ont toujours été fournis par des échantillons de structure feuilletée, doivent une partie de leurs propriétés à la multiplication de ces régions troublées, conséquence de la discontinuité de la matière.

---

[1] Voir à ce sujet, comme pour la proposition analogue relative à NI_M, le travail suivant *Sur les variations thermiques de l'aimantation de la pyrrhotine.*

En cherchant parmi les courbes d'aimantation qui ont été publiées pour le fer et les autres métaux ferromagnétiques, on en trouverait sans doute plus d'une qui permettrait des rapprochements avec les propriétés de la pyrrhotine et avec le schéma qui les représente. Je ne citerai à titre d'exemple que les cycles d'hystérèse obtenus par M. Ch. Maurain pour le fer électrolytique déposé dans un champ magnétique de quelques gauss. La *fig.* 28 est empruntée au mémoire de M. Maurain (1) ; elle représente une courbe cyclique d'hystérèse alternative relevée dans la direction du champ agissant pendant l'électrolyse. Il n'est pas bien surprenant que cette direction ait des propriétés communes avec la direction de facile aimantation de la pyrrhotine. Comme nous l'avons trouvé pour celle-ci, nous retrouvons ici une saturation constante, entre la saturation positive et néga-

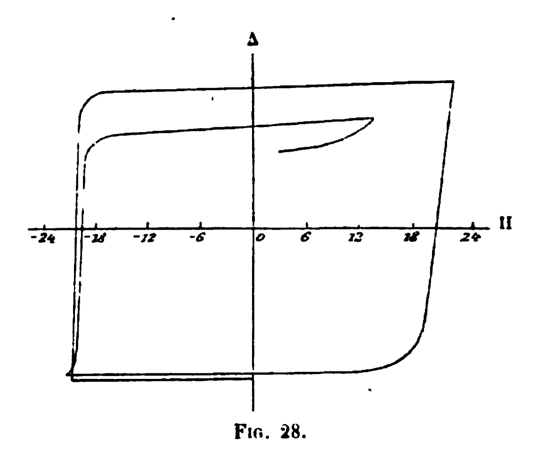


Fig. 28.

tive des variations très rapides de l'intensité d'aimantation que les phénomènes démagnétisants provenant de la structure et de l'étendue limitée du dépôt empêchent peut-être seuls d'être instantanées, et une largeur très sensiblement constante du cycle d'hystérèse.

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 123; 1901.

LES VARIATIONS THERMIQUES DE L'AIMANTATION DE LA PYRRHOTINE ;

Par MM. PIERRE WEISS et J. KUNZ.

La méthode expérimentale employée dans le présent travail repose sur la propriété du cristal de pyrrhotine de ne prendre d'aimantation que dans un plan, quelle que soit la direction du champ. Ce plan magnétique est le plan de base du prisme hexagonal dont les cristaux de pyrrhotine semblent dériver. Dans les masses feuilletées à structure cristalline, il est parallèle aux plans de discontinuité de la substance. Rappelons brièvement en quoi consiste cette méthode et dans quelle mesure elle est applicable. Suspendons le cristal de pyrrhotine dans un champ magnétique H horizontal, son plan magnétique AB étant vertical.

Le couple exercé sur lui a pour expression :

$$HI \sin \alpha,$$

où I est la composante horizontale de l'intensité d'aimantation, α l'angle du champ avec le plan magnétique. La mesure de ce couple et de α donne donc I.

Lorsque la propriété du plan magnétique n'est pas rigoureuse et qu'il existe une petite susceptibilité k perpendiculaire à ce plan, cette mesure donne, à la place de l'intensité d'aimantation I, une intensité apparente [1]

$$I - kH \cos \alpha,$$

que l'on peut souvent remplacer avec une approximation suffisante par :

$$I - kH.$$

Cette expression montre que, dans le cas où l'aimantation à saturation est atteinte, la saturation apparente décroît linéairement en fonction du champ. C'est ce critère qui a permis de reconnaître que la pyrrhotine en cristaux compacts de Morro Velho a, perpendiculairement au plan magnétique, une susceptibilité atomique du même ordre de grandeur que celle des composés paramagnétiques du fer.

---

(1) Voir p. 502.

On devrait donc, pour ces substances, faire une légère correction ramenant l'intensité d'aimantation apparente à l'intensité vraie. Nous nous en sommes dispensés ; elle est en général d'environ 1 0/0 et, dans les champs les plus intenses qui ont atteint 3.000 gauss, elle ne dépasse guère 3 0/0. Nous n'avons pas cherché à dépasser la précision nécessaire à une première exploration.

C'est l'étude thermique qui nous a révélé la différence profonde de propriétés de ces pyrrhotines normales et des masses feuilletées de Morro Velho, de New-Jersey et de Bodenmais, que nous avons appelées anormales. Mais déjà, à la température ordinaire, la propriété du plan magnétique est plus grossièrement approchée pour ces dernières (1). Ce caractère s'accentue aux températures plus élevées, et le plan magnétique ne peut être considéré que comme un plan d'aimantation maxima. La méthode expérimentale n'ayant pas été changée, nous avons tenu compte, dans l'interprétation, de la signification moins simple des résultats expérimentaux.

Les expériences préliminaires. — Le champ magnétique était obtenu dans les premières expériences au moyen d'un électro-aimant en fer à cheval, de construction ancienne, dont les noyaux ont 9 centimètres de diamètre et qui donne, dans un entrefer de plus de 3 centimètres, des champs pouvant atteindre 2.000 gauss. Entre les armatures polaires était placé un cylindre de porcelaine de 4 centimètres de diamètre et de 20 centimètres de hauteur, rempli d'une huile spéciale employée au graissage des cylindres de moteurs à gaz et supportant des températures relativement élevées. Ce bain d'huile était chauffé au moyen d'un brûleur à gaz. En ayant soin d'agiter, on maintenait la température constante, à un degré près, pendant des heures, même au-dessus de 330°.

La substance, placée au milieu du champ magnétique et du bain d'huile, était portée par une tige de cuivre suspendue à un ressort en hélice, moitié droite, moitié gauche, pour éliminer les déplacements de zéro dus aux fluctuations de la température. Cette tige porte un miroir pour la lecture des déviations. Le plan magnétique de la substance était vertical et faisait, avant l'excitation de l'aimant, un angle fixe α, de 10° environ, avec le champ de celui-ci. Le champ étant établi, on observait, en fonction de la température, les

(1) Voir plus loin, p. 861.

petites déviations proportionnelles à l'intensité d'aimantation. Une correction nécessitée par l'altération que ces petites déviations apportent à l'angle α a été faite.

L'expérience a porté sur un certain nombre de disques taillés parallèlement au plan magnétique et de fragments clivés. Ils étaient choisis parmi ceux dans lesquels une des trois composantes du groupement cristallin dans le plan magnétique prédomine. La direction de facile aimantation de la composante dominante était placée horizontalement. Ce sont ces expériences qui ont montré l'irréductibilité des propriétés des deux espèces de pyrrhotine.

Nous donnons plus loin (*fig.* 3 et 6) la courbe typique des variations de l'aimantation d'une pyrrhotine normale et de deux pyrrhotines anormales.

La première (*fig.* 3) ressemble beaucoup aux courbes analogues trouvées par M. P. Curie (1) pour le fer. L'intensité d'aimantation baisse régulièrement, lentement d'abord, puis de plus en plus vite, pour aboutir à une disparition très rapide du ferromagnétisme à 348°. Le phénomène qu'elle représente est réversible.

Les courbes, *fig.* 6, sont plus compliquéees. Dans chacune d'elles la branche descendante est nettement différente de la branche ascendante. Elles présentent l'une et l'autre un minimum et un maximum, et forment ensemble une boucle d'hystérèse thermique.

Il était naturel de supposer que ces phénomènes complexes fussent en relation avec le groupement des trois cristaux dans le plan magnétique; aussi, séparant à partir d'ici l'étude des pyrrhotines normales et anormales, avons-nous abordé les unes et les autres par l'analyse du groupement cristallin à diverses températures.

DESCRIPTION DE L'APPAREIL.

L'appareil plus complet, nécessaire pour l'analyse du groupement cristallin dans le plan magnétique, est représenté dans la *fig.* 1.

Un électro-aimant E, qui possède des noyaux cylindriques de 5 centimètres de diamètre, donne, dans un entrefer de 2cm,5, un champ atteignant 5.200 gauss pour un courant magnétisant de 6 ampères environ dans l'enroulement formé de fil de 1mm,5. Il est placé sur une plate-forme tournante de bronze B qui permet

(1) P. Curie, *Ann. Chim. Phys.*, 7e série, t. V, p. 289; 1895.

de donner au champ tous les azimuts par rapport à la substance. Ces azimuts sont lus sur une graduation tracée sur le bord cylindrique de la plate-forme. L'entrefer de l'aimant se trouve exactement dans l'axe de la plate-forme; il contient l'appareil de chauffage.

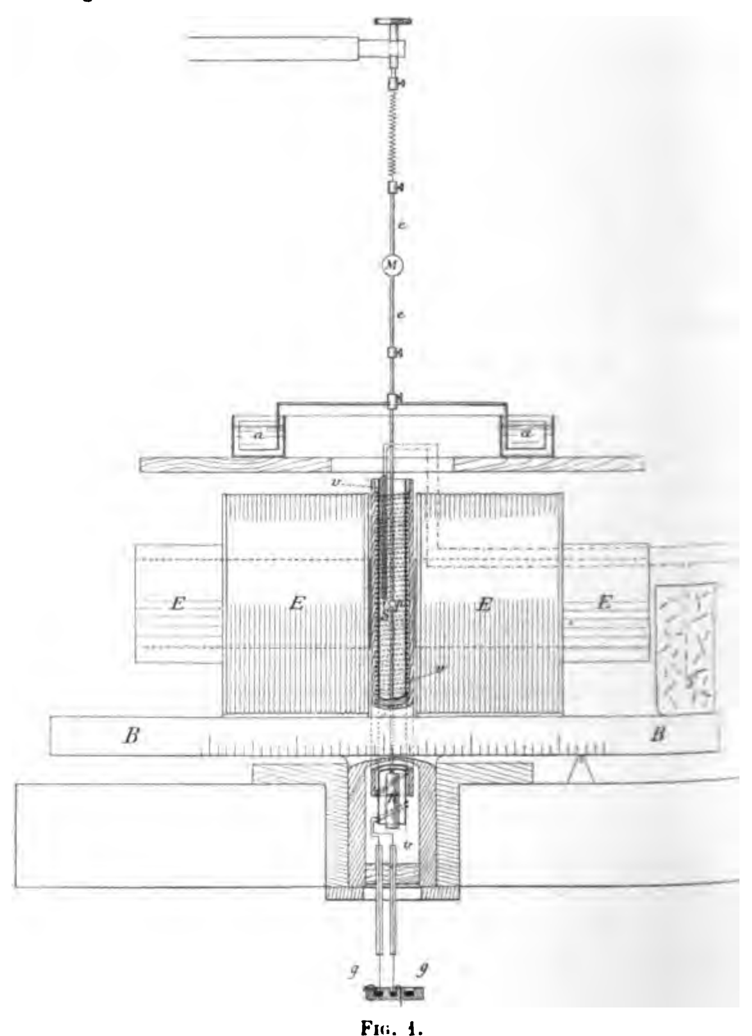


Fig. 1.

Celui-ci, un four électrique, est formé d'un fil de platine de 0^{m} de diamètre et de $1^{m},50$ de longueur, enroulé bifilairement sur

tube de verre *v* de 20 centimètres de longueur et de $1^{cm},5$ de diamètre. Le fil est fixé sur le tube au moyen d'une pâte formée de silicate soluble et d'amiante, et déposée suivant deux lignes verticales. Il est isolé de l'aimant et protégé contre les pertes de chaleur par du carton d'amiante. Le courant, de 2 ampères au maximum, y est amené par le godet et la gouttière *gg* contenant du mercure et placés dans l'axe. Les températures, jusqu'à 400°, pouvaient facilement être maintenues constantes à un demi-degré près.

Elles étaient données par un couple platine-platine rhodié dont l'une des soudures S était placée dans le voisinage immédiat de la substance et l'autre S' plongée dans un verre contenant de la glace fondante, posé sur la plate-forme. Un cordon souple relie le couple à un galvanomètre à miroir. Ce couple a été étalonné par la mesure de la force électromotrice, dont la valeur est connue en fonction de la température, et contrôlée à plusieurs reprises au moyen d'un thermomètre normal.

La substance *p* est fixée à une tige de cuivre portant un poids tenseur π et un amortissement à ailettes *a*. Cette tige de cuivre est isolée thermiquement du ressort en hélice qui la porte par une tige d'ébonite *e* sur laquellese trouve le miroir M.

Pour déterminer au moyen de cet appareil l'intensité d'aimantation en valeur absolue [1], il suffit de déterminer, outre le champ, la déviation et l'angle α, le volume de la substance et la constante de torsion du ressort. Le volume est déterminé par la méthode du flacon et vérifié en mesurant la densité sur un fragment plus grand et en pesant l'échantillon. La constante de torsion se déduit de la durée d'oscillation avec et sans une surcharge de moment d'inertie connu.

PYRRHOTINES NORMALES.

Analyse du groupement cristallin dans le plan magnétique. — Lorsque le plan magnétique de la substance fixée à l'équipage mobile de l'appareil est horizontal, on obtient, en faisant tourner la plate-forme de 10° en 10°, et dans les régions de variations rapides de degré en degré, le couple exercé sur la substance pour les différents azimuts du champ dans le plan magnétique. Dans la *fig.* 2, on a réuni les courbes représentant le résultat de ces mesures

---

[1] Voir p. 508.

aux températures de 20°, 101°, 202°,7, 283°, 308°, 327°, dans un champ de 1.500 gauss. Les observations à 20° ont été reprises après le retour à la température ordinaire, et les points ainsi obtenus ont été marqués par ⊙. Ils sont très voisins de la première courbe.

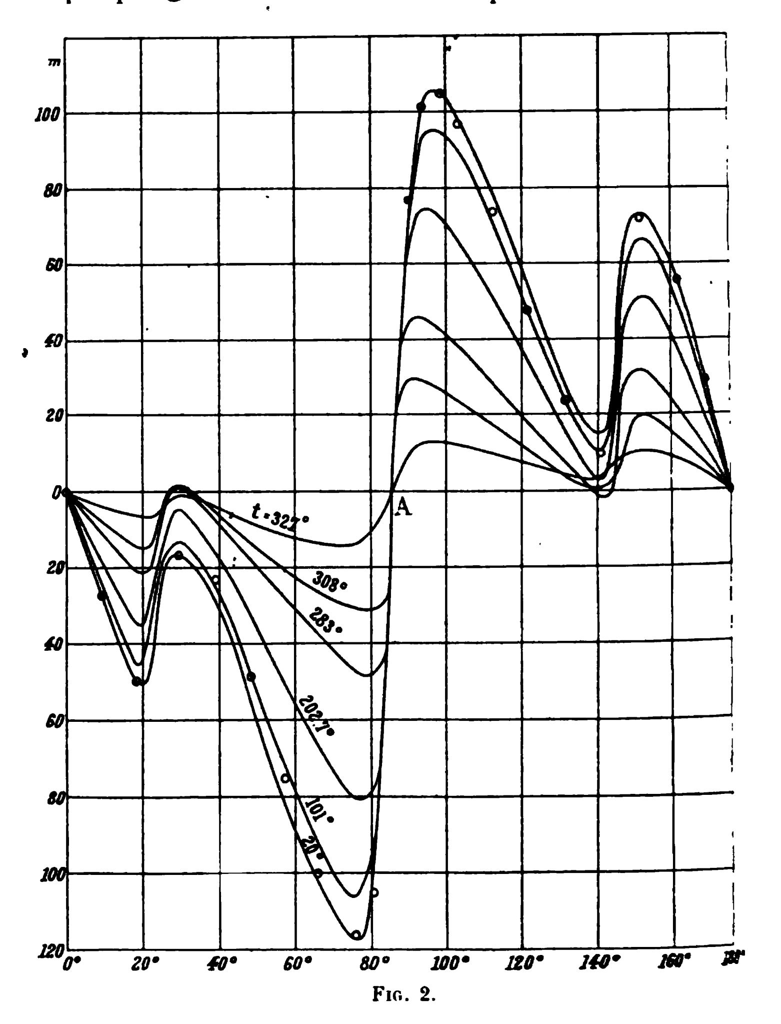


Fig. 2.

Il a été expliqué ailleurs comment chacune des trois variations brusques de ces couples, qui se rencontrent à 60° les unes des autres, décèle l'existence d'un des trois cristaux élémentaires associés dans le plan magnétique et permet d'apprécier leur importance relative

Le résultat a été pour l'échantillon auquel se rapportent les courbes de la *fig.* 2, avant l'échauffement :

Première direction	Deuxième direction	Troisième direction
100	14,6	21,9

et après l'échauffement et l'action simultanée du champ :

100	14,7	21,75

Ces deux résultats concordent au degré de précision des expériences.

Cette constance du groupement a été constatée sur de nombreux échantillons de cette espèce ; elle s'observe aussi bien lorsque le champ qui agit pendant l'échauffement jusqu'aux températures supérieures à 350° atteint 4.000 gauss.

Lorsque l'on a affaire à une substance cristallographiquement simple, le coefficient angulaire des courbes (*fig.* 2), représentant les couples C en fonction des azimuts α, prend une signification simple dans les régions voisines du maximum et du minimum d'aimantation ([1]) ; au minimum, on a :

$$\frac{\Delta C}{\Delta \alpha} = \frac{H^2}{n} \frac{1}{1 + \frac{n}{N}},$$

tant que la saturation n'est pas atteinte. n est la valeur réciproque de la susceptibilité de la substance supposée rendue isotrope par la défalcation du champ démagnétisant d'origine cristalline, et N le coefficient démagnétisant dans la direction de difficile aimantation, provenant de la structure cristalline.

Cette formule donne le moyen de contrôler l'hypothèse qui attribue la valeur finie de la susceptibilité dans la direction de facile aimantation, qui est égale à $\frac{1}{n}$, à la structure grossière (porosité, cassures). Cette structure, on le sait, joue un rôle démagnétisant analogue à celui des dimensions finies de l'échantillon, et, au point de vue expérimental, ces deux effets s'ajoutent. Puisque n est beaucoup plus petit que N ([2]), la formule ci-dessus se réduit à

$$\frac{\Delta C}{\Delta \alpha} = \frac{H^2}{n},$$

(1) Voir p. 497.
(2) Voir p. 495 et suiv.

et, si H est constant, le coefficient angulaire des courbes au minimum sera le même, tant que la forme et la structure ne changeront pas d'une manière appréciable. Si l'élévation de température ne modifie pas la structure, il doit rester constant quand la température varie. Or, grâce à sa rapidité, le phénomène au minimum est peu influencé par la superposition des phénomènes plus lents provenant des deux cristaux parasites, et le caractère $\frac{\Delta C}{\Delta \alpha} = C^{te}$ doit se retrouver sur les courbes expérimentales, ce qui a lieu en effet d'une manière frappante en A (*fig.* 2). La courbe correspondant à 327° seule fait exception. A cette température la formule donnée ci-dessus pour $\frac{\Delta C}{\Delta \alpha}$ n'est plus valable. Le champ démagnétisant est en effet, à cette température, assez faible pour que l'aimantation décrive le cercle de saturation en entier, comme nous nous en rendrons compte plus loin.

Le coefficient angulaire au maximum a pour expression :

$$\frac{\Delta C}{\Delta \alpha} = NI_M^2 \frac{H}{H + NI_M}.$$

Ici encore on peut faire sur les courbes (*fig.* 3) une détermination approchée en valeurs relatives de $\frac{\Delta C}{\Delta \alpha}$ en fonction de la température.

En effet, pour une matière simple, la région de la courbe des couples comprise entre les variations brusques est presque rectiligne dans une grande étendue. Le résultat de la superposition de ces régions relatives aux trois cristaux constituants donnera donc encore une portion sensiblement rectiligne de coefficient angulaire proportionnel à celui de la substance simple. Or, si le champ démagnétisant maximum NI_M de la structure cristalline est dû à l'action mutuelle de petits aimants élémentaires, il doit être proportionnel à I_M, et N est une constante; $\frac{\Delta C}{\Delta \alpha}$ doit donc, vers la température de disparition du magnétisme, tendre vers zéro comme I_M^2.

Nous avons déterminé approximativement sur les courbes (*fig.* 3) les valeurs de $\frac{\Delta C}{\Delta \alpha}$ contenues dans le tableau suivant. Les valeurs de I_M, en fonction de la température, sont empruntées à des expériences décrites dans la suite de ce travail.

t	I_{M_t}	$\frac{\Delta C}{\Delta\alpha}$	$\frac{1}{I_M^2}\frac{\Delta C}{\Delta\alpha}$
20	107	40,2	$3,5 \times 10^{-3}$
101	100	34,6	3,5
202,7	83	28,4	4,0
283	59	16,2	4,6
308	47,5	11,1	4,9
327	38,5	6,6	4,5

La dernière colonne semble donner une indication conforme à la constance de N. Mais les valeurs de I_M ne descendent pas assez bas pour que l'on en puisse tirer une conclusion certaine. Les expériences étaient faites avant que nous ayons aperçu qu'elles pouvaient servir à trancher cette question de physique moléculaire. Aussi est-ce plutôt pour indiquer comment le problème est abordable que nous relatons cette tentative.

L'intensité à saturation en fonction de la température. — Il serait particulièrement intéressant de connaître les variations thermiques de l'intensité d'aimantation à saturation, puisque, dans les théories

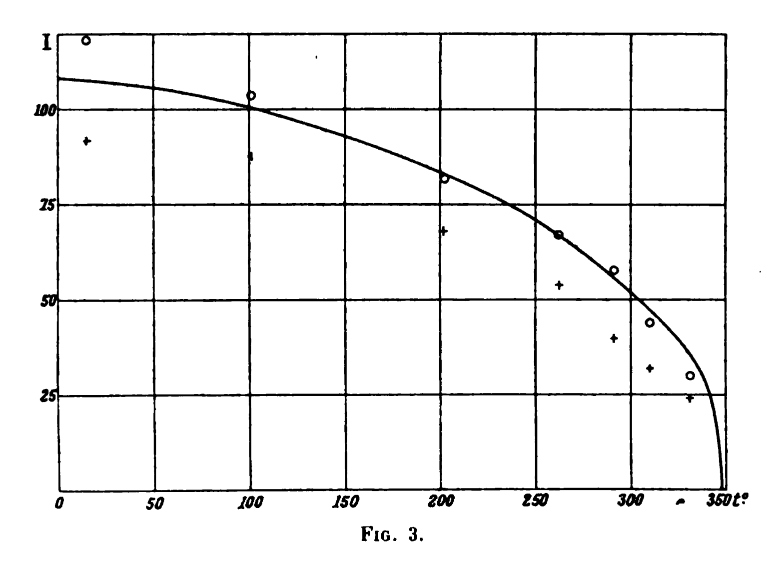


Fig. 3.

moléculaires, cette quantité est proportionnelle au moment magnétique de la molécule. Cette quantité n'est pas directement abordable à l'expérience dans les substances à groupements cristallins complexes, pour lesquels elle ne s'obtiendrait que dans un champ infini. On doit donc se contenter des approximations obtenues en mesu-

rant l'intensité d'aimantation de la substance dans des champs élevés.

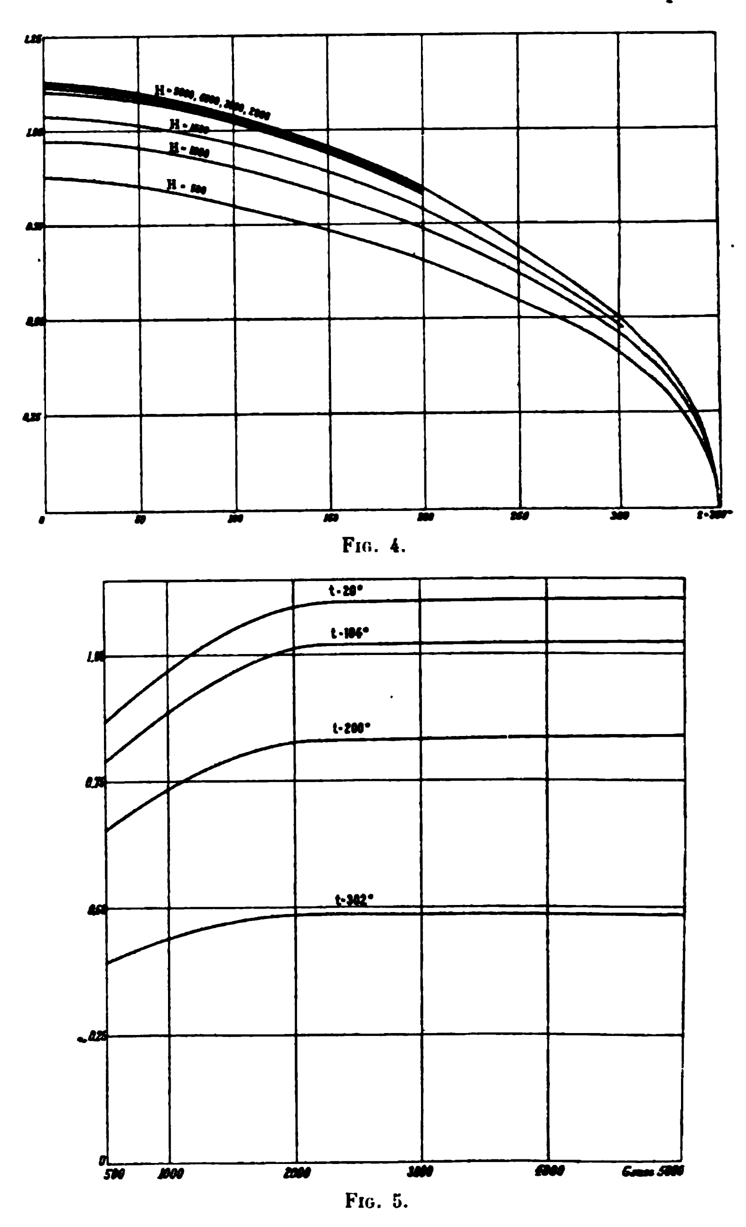


Fig. 4.

Fig. 5.

La *fig*. 3 donne les variations de cette intensité d'aimantation

observée dans un champ de 2.000 gauss, relevée sur la substance étudiée ci-dessus dans le plan magnétique. La partie de cette courbe voisine du point de chute rapide du ferromagnétisme à 348° n'est pas éloignée d'une parabole dont l'axe coïnciderait avec l'axe des températures et dont le sommet serait à 348°. Il n'est pas impossible qu'après cette chute rapide il y ait encore une décroissance lente d'un résidu de ferromagnétisme, comme M. Curie(1) l'a trouvé pour le fer. Une étude spéciale du voisinage du point de disparition du magnétisme n'a pas été faite.

Les courbes *fig.* 4 et 5 ont une signification analogue; seulement, au lieu d'opérer avec un champ constant, on a pour plusieurs températures, fait varier le champ de 500 à 5.000 gauss. La proximité de la courbe de 4.000 et de 5.000 gauss dans la *fig.* 4 montre que cette dernière doit déjà donner une bonne image de la saturation. La *fig.* 5 montre par la constance de la saturation apparente que la propriété du plan magnétique est aussi approchée, à ces températures qu'à la température ordinaire. Ces courbes renferment les données du tableau suivant, dans lequel l'aimantation est exprimée avec une unité arbitraire.

H	Intensité d'aimantation pour :			
	$t = 20°$	$t = 104°$	$t = 200°$	$t = 303°,5$
500 gauss	0,87	0,794	0,656	0,393
1.000	0,967	0,901	0,736	0,4425
1.500	—	0,961	0,784	0,459
2.000	1,095	1,014	0,826	0,487
3.000	1,107	1,022	0,835	0,487
4.000	1,114	1,024	0,843	0,485
5.020	1,118	1,024	0,846	0,485

L'Hystérèse.

a) *Hystérèse alternative.* — Tous les procédés qui permettent de relever une courbe d'aimantation rapportée à une direction déterminée, c'est-à-dire une courbe d'aimantation au sens usuel du mot, sont en même temps des procédés de détermination de l'hystérèse alternative. Or la méthode expérimentale que nous avons rappelée à la première page de ce travail donne cette courbe d'aimantation (2), et par conséquent les phénomènes d'hystérèse alternative, pour la di-

(1) P. Curie, *loc. cit.*
(2) Voir aussi p. 507.

rection disposée horizontalement dans le plan magnétique qui est vertical. Si cette direction est celle de facile aimantation, on sait, par l'étude qui en a été faite à la température ordinaire [1], que le cycle d'hystérèse se réduit à un rectangle dont les côtés sont parallèles aux axes et dont la hauteur est le double de l'intensité d'aimantation à saturation I_M, et la largeur le double champ coercitif H_C.

Il n'est pas nécessaire de tracer cette courbe d'aimantation. Le travail d'hystérèse par cycle E peut, on le sait, être déduit directement de la courbe des couples relevée à l'aller et au retour [2].

Quant à la détermination du champ coercitif, remarquons qu'au moment où l'aimantation s'annule, le couple exercé sur la substance s'annule également. Le point d'intersection de la courbe des couples avec l'axe des azimuts correspond donc à l'aimantation nulle. Supposons que ce point d'intersection soit distant de la perpendiculaire au plan magnétique d'un angle α_C. La composante du champ dans le plan magnétique, c'est-à-dire le champ coercitif, sera :

$$H_C = H_C \sin \alpha_c.$$

Le champ coercitif est donc sensiblement proportionnel à α_C. Or $2\alpha_C$, l'écart des points d'intersection de la courbe d'aller et de celle de retour, se mesure sur les courbes.

Le résultat de ces déterminations, faites dans un champ de 900 gauss sur la substance à laquelle se rapportent aussi les courbes (*fig.* 2), est contenu dans le tableau suivant aux colonnes E et $2\alpha_C$.

t	I unité arbitraire	E unité arbitraire	$2\alpha_C$	$\frac{\sqrt{E}}{I}$	$\frac{2\alpha_c}{I}$
15°	107,5	140,5	4°,6	1,1	0,43
101	110,2	107,2	4°,4	1,03	0,44
201,4	83,0	67,0	3°,4	0,98	0,40
262,4	66,7	44,0	2°,7	1,00	0,40
291,3	55	33,3	2°,0	1,04	0,36
310	47	19,5	1°,6	0,94	0,34
331,5	35	9	1°,2	0,86	0,34

Si les lois de l'hystérèse développées ailleurs par l'un de nous [3] sont exactes, le travail d'hystérèse alternative par cycle doit être égal à :

$$4I_M \cdot H_C.$$

(1) Voir p. 830.
(2) Voir p. 835.
(3) Voir p. 829 et suiv.

Or I_M représente l'intensité d'aimantation à saturation et H_C le champ coercitif. Et si le champ coercitif est dû à l'action mutuelle de petits aimants élémentaires, il doit, lui aussi, être proportionnel à l'intensité I_M.

Mieux que par les nombres des deux dernières colonnes, on se rend compte de cette vérification par la *fig.* 3, qui contient, outre les valeurs de I_M représentées par la courbe, les valeurs de $\sqrt{E}$ représentées par ⊙, et celles de $2\alpha_C$ représentées par +.

b) *Hystérèse par rotation du champ dans le plan magnétique.* — Nous avons déterminé sur le même échantillon, par la même méthode des couples, le travail E dépensé par hystérèse quand un champ constant de 1.500 gauss tourne dans le plan magnétique, et nous avons trouvé, en une unité arbitraire :

t	E
20°	148
64,5	129
104,2	107
151	81
204,3	48
221	41
249	23
283	8

Cette énergie d'hystérèse décroît presque linéairement en fonction de la température. Par une petite extrapolation, on trouve qu'elle s'annulerait à 297°, c'est-à-dire à une température inférieure à celle de la disparition du férromagnétisme et de l'hystérèse alternative. Ce fait, à première vue paradoxal, s'explique si on le rapproche de la nullité, découverte par ailleurs, de l'hystérèse le long du cercle de saturation.

Si en effet, comme cela est suggéré par l'hypothèse moléculaire, qui attribue les phénomènes ferromagnétiques à l'action mutuelle de petits aimants élémentaires, et rendu probable par les résultats expérimentaux (p. 855), le coefficient démagnétisant N, dû à la structure cristalline, est constant, il faut que le champ démagnétisant maximum NI_M décroisse proportionnellement à I_M. Si, à 297°, il devient inférieur au champ extérieur, l'aimantation décrira, pour toutes les températures supérieures à celles-là, le cercle de saturation tout entier et l'hystérèse sera nulle.

PYRRHOTINES ANORMALES.

L'irréversibilité thermique est très inégalement accentuée dans les substances anormales de diverses origines. La courbe I (*fig.* 6 représente la variation du couple exercé par un champ constant en fonction des températures ascendantes et descendantes, pour un échantillon de New-Jersey. Certaines pyrrhotines feuilletées de Morro Velho ont présenté des boucles d'hystérèse thermique encore plus ouvertes ; celles de Bodenmais ont au contraire une boucle d'hystérèse peu accentuée, dans le genre de celle de la courbe II de la *fig.* 6.

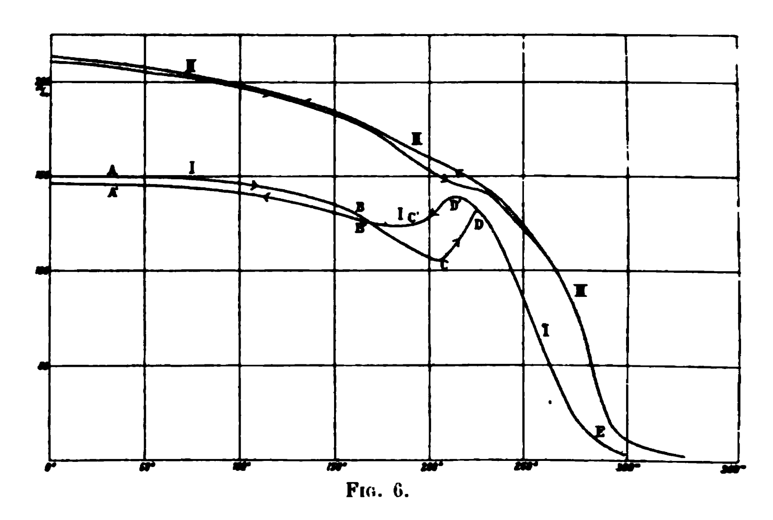


Fig. 6.

Dans la *fig.* 6, le couple ne revient pas à la valeur initiale au retour à la température ordinaire après le chauffage dans le champ magnétique. Par le premier chauffage, ce couple augmente souvent beaucoup. Nous avons observé, dans certaines pyrrhotines de New-Jersey, une amplification de ce couple dans le rapport de 1 à 3, dans certaines pyrrhotines de Morro Velho dans le rapport de 1 à 4,5. Dans certaines pyrrhotines de Bodenmais, cette amplification était nulle, et dans d'autres elle atteignait le rapport 1 à 3. Dans les chauffages suivants il se produisait, entre le couple initial et le couple final, des variations capricieuses tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre.

Si nous considérons la courbe typique *fig.* 6, I, nous observons jusqu'à 160° une décroissance lente AB des propriétés magnétiques, qui ne distingue pas ces substances des substances normales, puis plus rapide (BC) jusqu'à 208°. Ensuite, de C en D, la courbe se relève jusqu'à 228° pour redescendre ensuite (DE) à zéro vers 300°. Cette dernière partie de la courbe est réversible. Elle est tangente à l'axe des températures. La détermination exacte du point de perte du ferromagnétisme échappe donc à cette méthode. Mais, jusqu'à preuve du contraire, on peut considérer comme probable qu'il est à 348° comme pour les substances normales. A partir de D, la courbe des températures descendantes quitte la courbe des températures ascendantes; il se produit un retard thermique dans l'apparition du maximum D′ et du minimum C′ par rapport aux points analogues de la première courbe, puis la courbe B′A′, correspondant au retour aux basses températures, est sensiblement parallèle à AB. Souvent cette courbe de retour est placée au-dessous de AB, comme dans le cas de la figure, souvent aussi au-dessus, et ce n'est qu'exceptionnellement qu'elle coïncide avec elle. Pour cette substance, quels qu'aient été les couples au retour aux basses températures, ils retrouvent toujours les mêmes valeurs quand on atteint de nouveau les températures correspondant à C et D.

Les courbes (*fig.* 6, I et II) ont été relevées dans un champ de 2.000 unités. Quand on change la valeur du champ, les courbes sont déformées sans changer notablement de caractère, et les températures du minimum C et du maximum D restent les mêmes. Une élévation de température qui ne dépasse pas 170° ne fait apparaître aucun phénomène irréversible; mais dès qu'elle devient supérieure à 208°, la boucle d'hystérèse thermique commence à se dessiner au retour vers les températures plus basses, et elle atteint son plein développement quand le point D a été dépassé.

Pour ces substances, dès la température ordinaire, le critère du plan magnétique par la saturation apparente constante est en défaut. On a observé par exemple :

H gauss	I unité arbitraire
1.986	3,52
3.930	3,60
7.300	3,56
9.150	3,54
10.195	3,52
11.140	3,50

Il y a donc dans ces observations brutes, c'est-à-dire sur lesquelles la correction les ramenant à ce que donnerait une substance cristallographiquement simple n'a pas été faite, une décroissance de l'aimantation apparente de 3 0/0. Jamais une décroissance aussi forte n'a été observée dans ces conditions sur une substance normale. Les expériences d'induction faites antérieurement par l'un de nous ont aussi montré que, pour les substances feuilletées, la propriété du plan magnétique est moins approchée que pour les substances normales.

Mais, à la température ordinaire, le plan de base du prisme orthorhombique de la pyrrhotine est encore de beaucoup un plan d'aimantation maxima, tandis qu'au-dessus de 228° la saturation apparente baisse à tel point dans les champs croissants que l'aimantation perpendiculaire à ce plan ne peut être que du même ordre de grandeur que celle dans ce plan. La substance s'achemine en même temps vers l'état non magnétique et une moins grande anisotropie. Ce fait trouve aussi son expression en ce que, aux températures qui précèdent la disparition du ferromagnétisme, la courbe représentant l'aimantation apparente est beaucoup plus basse que pour les substances normales.

Analyse du groupement cristallin. — Les courbes des couples exercés sur la substance, en fonction de l'azimut du champ dans le plan magnétique, révèlent, comme pour les substances normales, l'existence de trois cristaux élémentaires associés à 120° l'un de l'autre. Les variations rapides du couple qui correspondent au passage du champ par le minimum de l'une des composantes sont, à la vérité, un peu moins brusques que dans les substances normales: mais, l'expérience acquise avec ces dernières aidant, on évalue facilement l'importance relative des composantes.

La *fig.* 7 renferme ces courbes relevées à diverses températures pour une substance de New-Jersey. Les courbes en traits pleins sont prises aux températures croissantes, la courbe pointillée après le retour à la température ambiante.

La composition initiale est représentée par:

66,3 25,6 8,1 0/0

et après l'échauffement, pendant lequel un champ de l'ordre de 2.000 gauss a agi dans diverses directions, elle est devenue:

46,9 29,4 23,7 0/0

Il semble donc que la matière qui constitue le cristal soit susceptible de passer, sous l'influence combinée du champ et de l'élévation de température, de l'une à l'autre des trois composantes du groupement.

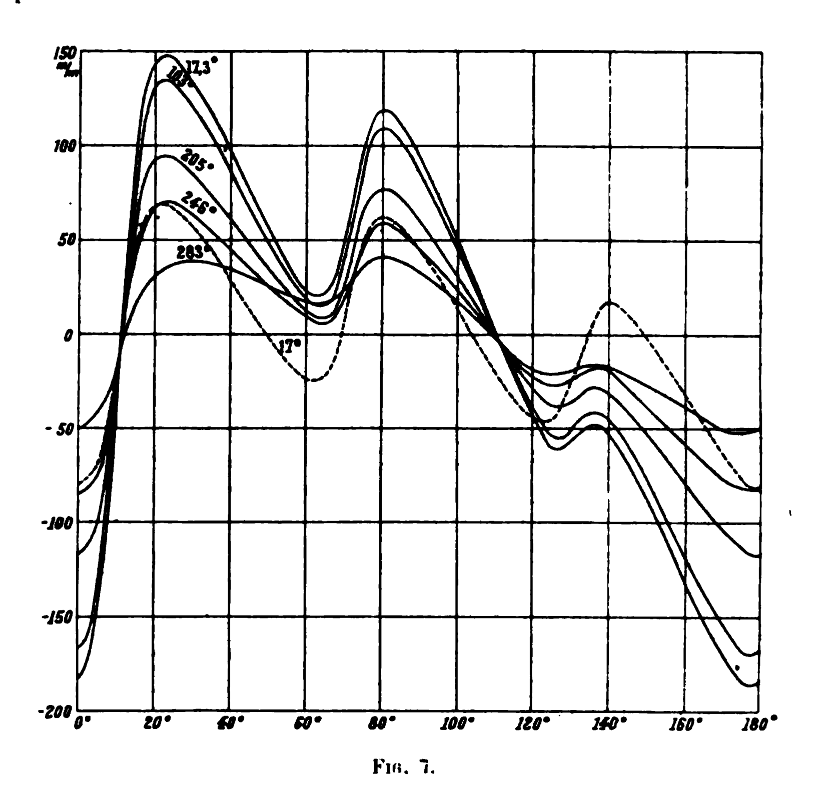


Fig. 7.

Lorsque le cristal est chauffé en l'absence du champ, il en résulte une répartition sensiblement égale entre les trois composantes qui est indiquée par la courbe I de la *fig.* 8.

On obtient aussi la même répartition uniforme en faisant tourner le champ pendant le refroidissement. La courbe II (*fig.* 8) est obtenue de cette façon.

Ces déplacements mettent-ils un certain temps à se produire? Un cristal dans lequel les trois composantes étaient très différentes les unes des autres fut chauffé à 290° en l'absence du champ et refroidi. Il en résulta une certaine répartition de la matière entre les trois composantes. Cette répartition ne changea pas lorsque, la tempéra-

ture étant de nouveau portée à 290°, on fit agir pendant deux secondes un champ de 4.800 gauss. Par contre, une action du même champ, à la même température, pendant quatre minutes, produisit une altération profonde du groupement, qui ne put être augmentée sensiblement par une action de plus longue durée.

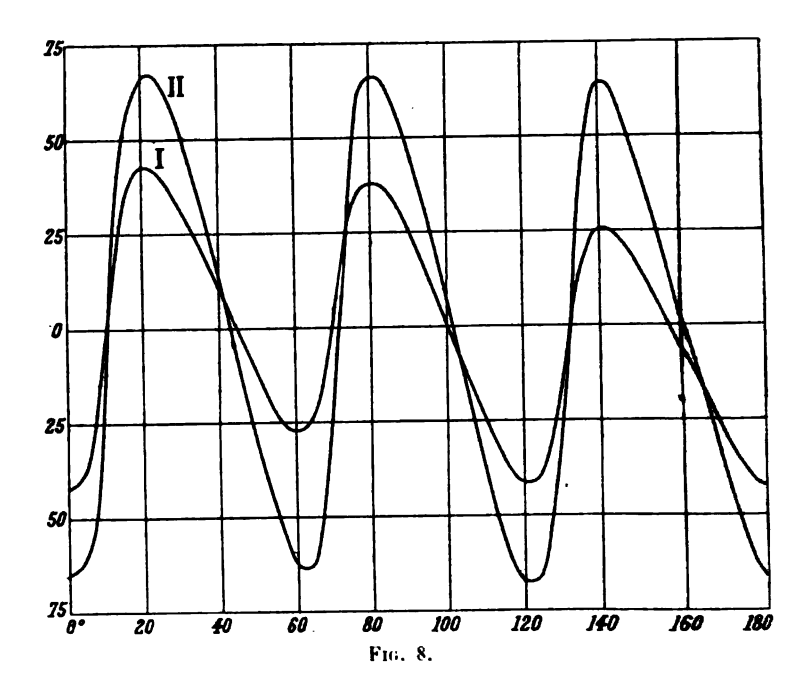


Fig. 8.

L'hystérèse dans le plan magnétique donne un deuxième critérium pour apprécier la répartition des trois composantes du groupement cristallin. La différence entre les ordonnées de la courbe des couples à l'aller et au retour possède un maximum très accentué dans la direction de difficile aimantation de chaque cristal. La *fig.* 9 représente ces différences en fonction des azimuts du champ. La courbe en traits pleins a été relevée avant les expériences représentées dans la *fig.* 7, la courbe pointillée après ces expériences, et toutes deux à la température ordinaire.

On voit que dans la première les maxima de ces couples d'hystérèse sont sensiblement proportionnels à la valeur initiale des trois composantes ; dans la deuxième, ces maxima d'hystérèse sont beaucoup plus voisins de l'égalité.

L'énergie d'hystérèse dans le plan magnétique décroît d'abord, comme pour les substances normales, à peu près linéairement jusque vers 280°, puis elle s'écarte de la loi linéaire, décroissant beaucoup plus vite. Aux températures descendantes, jusque vers 200° environ, l'énergie d'hystérèse est plus faible qu'aux températures ascendantes; au-dessous, par contre, elle lui est supérieure.

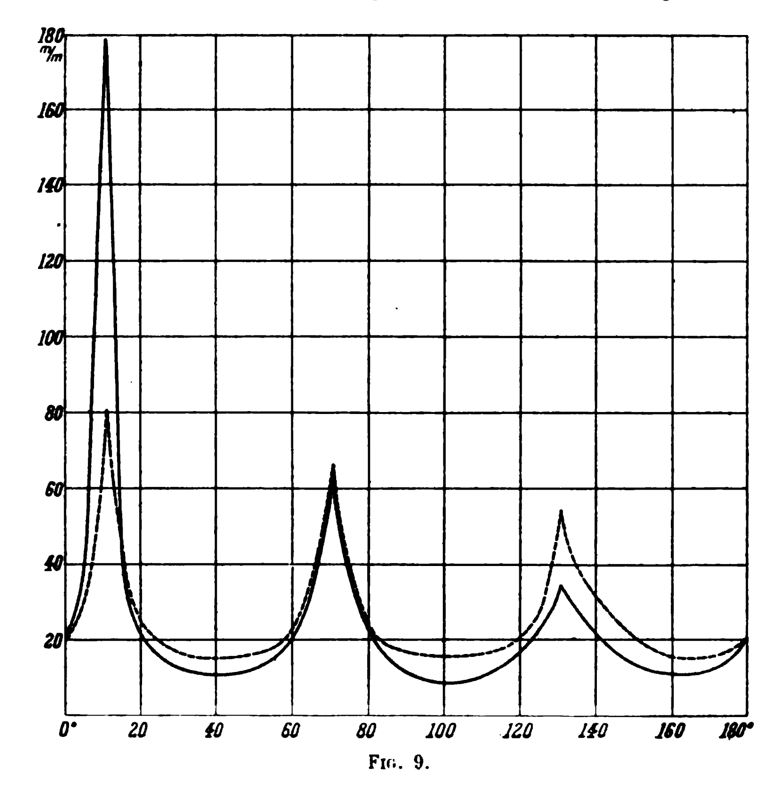


Fig. 9.

Tandis que, dans les pyrrhotines normales, tous les phénomènes, y compris l'hystérèse, sont *thermiquement* réversibles, et que nous n'avons rien trouvé qui ressemblât à la trempe ou au recuit, dans les pyrrhotines anormales un refroidissement rapide ou lent modifie aussi bien la courbe des couples moyens que celle des couples d'hystérèse, comme il résulte des *fig.* 10 et 11, qui se rapportent à la même substance de New-Jersey.

Comme dans l'acier, un refroidissement rapide conduit à une augmentation de l'hystérèse.

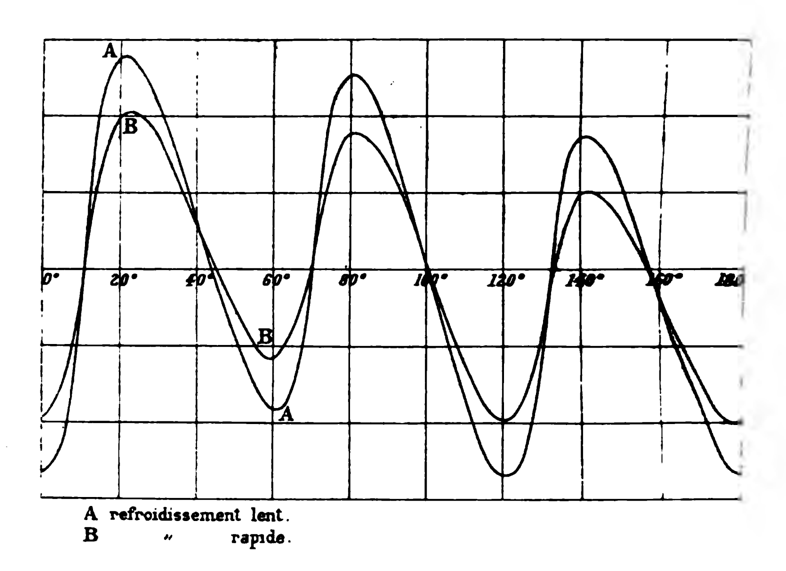

A
B
0°
20°
40°
60°
80°
100°
120°
140°
160°
A refroidissement lent.
B " rapide.

Fig. 10.

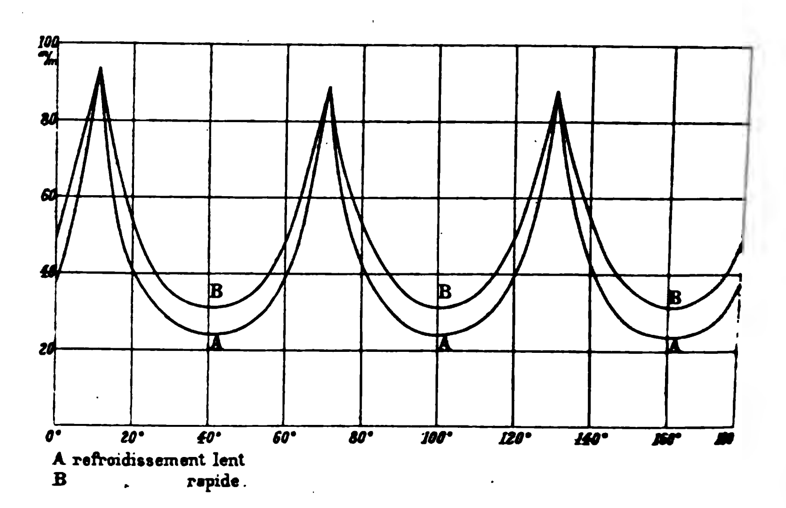

100
80
60
40
20
0°
20°
40°
60°
80°
100°
120°
140°
160°
A refroidissement lent
B " rapide.

Fig. 11.

Influence de la direction du champ. — Si, partant de l'état de répartition uniforme des trois composantes, on chauffe le cristal à 350° et qu'on le laisse refroidir sous l'influence d'un champ de 500 gauss agissant dans la direction d'un maximum d'aimantation,

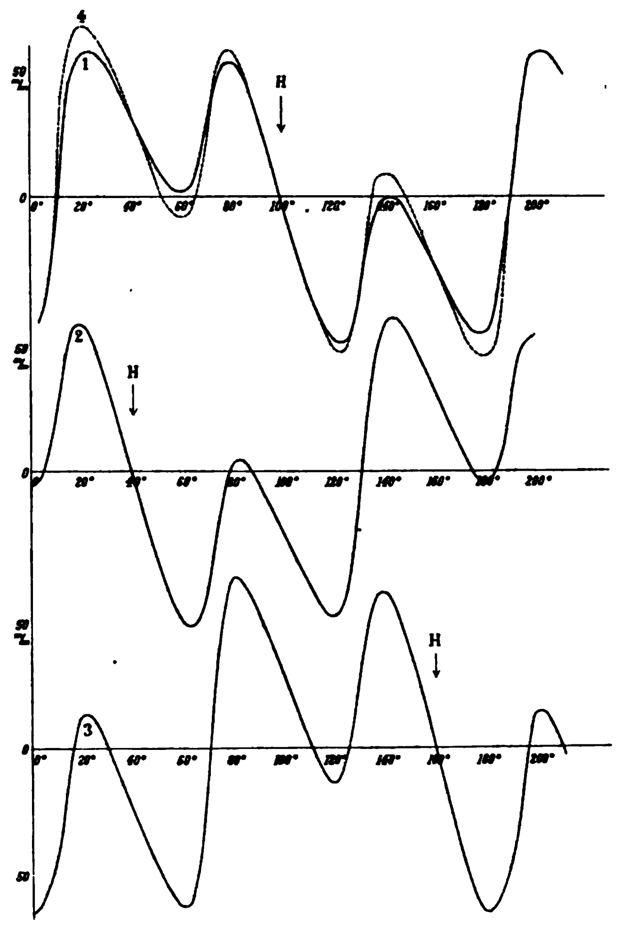


Fig. 12.

ce maximum prend une valeur prédominante et les deux autres prennent des valeurs moindres égales. Si l'on fait agir de même des champs de plus en plus intenses jusqu'à 3.000 gauss, la prédominance de la composante coïncidant avec le champ devient de plus en plus grande. Les amplitudes des composantes latérales (*fig.* 12, courbe 1)

sont inférieures à 50 0/0 de la composante favorisée. Avec l'appareil employé, les champs ne pouvaient dépasser 5.000 gauss, et il n'est pas possible de dire si l'action dirigeante du champ tend vers une limite. Entre 500 et 5.000 gauss elle croît d'une manière continue. En répétant plusieurs fois cet échauffement combiné à l'action du champ, on n'altère pas le résultat.

La prochaine question qui se posait était celle de l'équivalence de trois directions à 120° l'une de l'autre, vis-à-vis de celle du champ. Nous avons répété l'expérience ci-dessus en faisant agir le champ successivement suivant les maxima orientés dans les azimuts :

100° 160° 40° 100°

Les résultats de ces opérations sont représentés par les courbes 1, 2, 3, 4 de la *fig.* 12.

Pour chacune de ces orientations du champ, la composante dont le maximum coïncide avec le champ prédomine, et les deux autres composantes prennent des valeurs égales entre elles et à 50 0/0 environ de l'amplitude principale. Les deux courbes prises sous l'azimut 100° au début et à la fin de la série ne se distinguent que par une légère croissance de la profondeur des entailles.

Corrélativement, le maximum d'hystérèse se déplace et prédomine au minimum placé à 90° de la direction d'action du champ.

Les trois maxima ont donc joué dans cette expérience des rôles équivalents. Cette équivalence ressort aussi de la courbe II (*fig.* 8), résultat du refroidissement dans le champ de l'aimant, auquel on imprimait à la main une rotation aussi régulière que possible. On a obtenu des résultats d'une interprétation analogue en faisant agir le champ successivement suivant la direction des trois minima pendant le refroidissement.

Les expériences décrites jusqu'à présent dans cette deuxième partie se rapportent aux pyrrhotines de New-Jersey. Les mêmes anomalies se rencontrent à un degré beaucoup plus marqué dans les pyrrhotines feuilletées de Morro Velho dont il nous reste à parler. Tandis que, dans les précédentes, la variabilité de la distribution des éléments ne se manifeste d'une manière marquée qu'à partir de 280°, dans ces dernières elle commence à être sensible à 208° et est déjà très forte à 235°.

En laissant refroidir un échantillon de cette substance en l'absence

du champ, on obtient une courbe indiquant une répartition visiblement inégale des trois composantes, et par le refroidissement dans le champ tournant nous avons retrouvé *la même* répartition inégale.

En faisant agir le champ successivement dans la direction des trois maxima, on obtient des courbes qui ont une parenté évidente, mais ne sont pas superposables par un déplacement de 60° ou de 120°, comme pour la pyrrhotine anormale de New-Jersey.

Si donc on admet que, par suite d'une certaine mobilité, la matière passe d'un cristal élémentaire à l'autre, on doit supposer, au moins pour les champs dont nous nous sommes servis, que cette mobilité est limitée. Dans l'échantillon de New-Jersey, la mobilité ne s'étendrait qu'à 1/4 environ de la matière, et la partie fixe serait répartie également entre les trois composantes. Dans celui de Morro Velho, la partie mobile serait un peu plus grande, mais la partie fixe serait répartie inégalement entre les trois composantes.

Les résultats expérimentaux concernant l'une et l'autre substance peuvent facilement être raccordés avec l'hypothèse différente à laquelle la discussion suivante nous conduira à donner la préférence et avec les nouvelles expériences que cette discussion nous conduira à ajouter.

DISCUSSION DES PROPRIÉTÉS DES PYRRHOTINES ANORMALES.

Le langage dont nous nous sommes servis jusqu'à présent pour la description des faits implique l'hypothèse de la mobilité de la matière, passant d'un cristal élémentaire à l'autre du groupement cristallin. Cette hypothèse est-elle nécessaire? Est-elle la seule possible? C'est ce que nous nous proposons d'examiner.

Pour les substances normales, on démontre facilement que la valeur du couple exercé par le champ sur la substance est, pour l'unité de volume :

$$C = N \cdot I_x \cdot I_y,$$

où N est le coefficient démagnétisant caractéristique de la substance, I_x la composante de l'aimantation dans la direction de facile aimantation et I_y la composante de l'aimantation dans la direction de difficile aimantation. Ce couple a un maximum égal à :

$$\frac{NI_M^2}{2},$$

où I_M est l'intensité d'aimantation à saturation. C'est ce couple maximum que représente la moitié de l'amplitude de la variation brusque du couple pour l'unité de volume de la substance. Pour une substance normale, une variation dans cette amplitude conduirait donc à admettre :

1° Ou une variation dans la quantité de matière présente dans le cristal élémentaire considéré ;

2° Ou une variation de N, c'est-à-dire du régime démagnétisant imposé à la matière par la structure cristalline ;

3° Ou une variation de l'intensité d'aimantation à saturation.

Pour les substances anormales, il n'existe plus de coefficient démagnétisant constant N ; mais l'allure générale des phénomènes est la même, et les variations d'amplitude peuvent encore être dues à l'une des trois causes que nous venons d'indiquer.

Si l'on suppose qu'à une température déterminée la matière est toujours dans le même état magnétique, la première de ces causes peut seule entrer en considération.

Mais les expériences sur la loi de l'aimantation en fonction de la température qui ont mis en évidence une boucle d'hystérèse thermique nous ont appris l'existence, à la même température, de différents états magnétiques à des titres différents. Les causes de variation 2° et 3° peuvent donc intervenir. La comparaison de deux courbes de la *fig.* 8 qui indiquent toutes deux une répartition uniforme entre les trois composantes, *mais où celle qui a été obtenue par le refroidissement dans un champ tournant possède des amplitudes à peu près doubles de celle qui a été obtenue dans le refroidissement en l'absence du champ*, montre que l'une au moins des causes 2° et 3° intervient certainement.

Une nouvelle manière d'envisager les phénomènes se présente alors à l'esprit : est-ce que cette mobilité de la matière d'un cristal élémentaire à l'autre ne serait qu'une apparence et la conséquence des variations indépendantes de l'état magnétique des composantes du cristal ? Cette question serait tranchée immédiatement si l'on possédait un cristal simple. S'il n'était pas possible de faire naître les deux autres composantes par l'action combinée du champ et de l'élévation de température, on devrait conclure que la mobilité n'existe pas.

Nous avons soumis à l'expérience le petit fragment de New-Jersey qui se rapprochait le plus de la simplicité parmi ceux que nous pos-

sédions et dont la composition est représentée par :

100 : 4,75 : 3,1.

La courbe I de la *fig.* 13 se rapporte à cet échantillon dans son état initial ,la courbe II a été obtenue par le refroidissement à partir de 345° en l'absence du champ, la courbe III par le refroidissement pendant l'action d'un champ tournant de 8.100 gauss. Le refroidissement durait trois quarts d'heure environ. Les courbes représentées dans la figure ont été relevées dans un champ de 3.400 gauss.

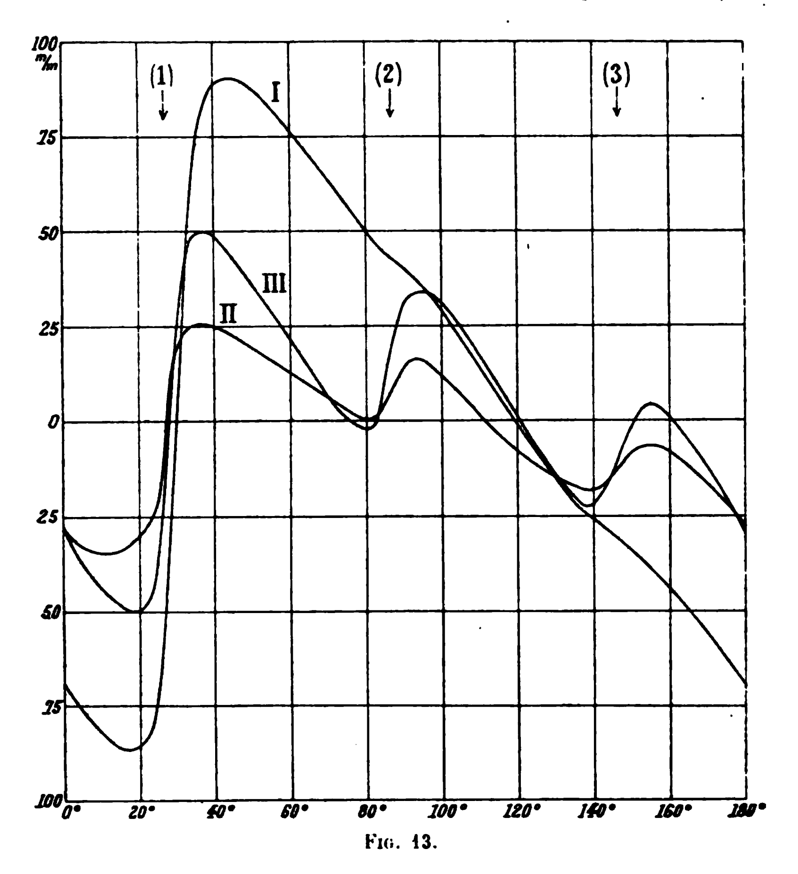


Fig. 13.

On voit que, par l'un ou l'autre de ces traitements, les amplitudes qui caractérisent les trois composantes ont varié. La plus grande amplitude a diminué, les petites ont augmenté. Ces dernières, qui, dans

la courbe primitive I, ne se traduisaient que par l'existence de points d'inflexion dans les directions (2) et (3), apparaissent nettement. Si, variant l'expérience, on fait agir le champ dans la direction d'un maximum pendant le refroidissement, la variation brusque correspondante prend à peu près la même importance que dans le champ tournant, les deux autres restant intermédiaires entre ce qu'elles seraient en l'absence du champ et dans le champ tournant. De toutes ces expériences il résulte que la mobilité réelle ou apparente de la matière d'un cristal élémentaire à l'autre est moindre pour ce cristal plus voisin de la simplicité cristallographique. Il n'est donc pas téméraire d'admettre que cette mobilité s'annulerait tout à fait pour un cristal simple.

En outre, il est remarquable que, malgré la différence des deux traitements, le rapport des trois amplitudes dans les courbes II et III est sensiblement le même et voisin de 1 : 2. Quand le mode opératoire est équivalent pour les trois directions, on trouve donc le même rapport entre les trois amplitudes, quel que soit ce mode opératoire. La constance de ce rapport contribue à rendre très vraisemblable la constance du groupement cristallin et l'explication des déplacements apparents par les changements d'état de chacune des composantes. C'est cette explication que nous croyons devoir adopter. Aucun fait n'est en contradiction avec elle, mais nous signalerons deux circonstances des phénomènes qui, à première vue, nous paraissaient favorables à l'hypothèse contraire. Premièrement il faut admettre que dans l'échantillon *à l'état naturel, les trois composantes sont dans des états magnétiques différents*, et en particulier, relativement aux deux échantillons pour lesquels nous avons reproduit les courbes, que l'infériorité des plus petites composantes n'était qu'apparente dans le premier; dans le deuxième échantillon, par contre, la différence des trois composantes était réelle, mais elle était exagérée par l'état relativement moins magnétique des petites composantes.

Ensuite, les phénomènes d'hystérèse donnent un deuxième procédé d'analyse du groupement cristallin, peut-être un peu moins sensible que celui que nous avons employé. Nous avons vu, page 864, que les résultats de ce deuxième procédé concordent avec ceux du premier. Il faut donc imaginer que, dans les changements d'état magnétique, les phénomènes d'hystérèse varient parallèlement avec la grandeur des couples.

En résumé, dans cette étude sur les variations thermiques de l'ai-

mantation de la pyrrhotine, nous avons rencontré dans les pyrrhotines normales des propriétés relativement simples se coordonnant avec les connaissances déjà acquises sur la même substance à la température ordinaire et contribuant à donner un tableau des propriétés magnétiques de cette substance doué d'une certaine unité. A la vérité il n'est pas difficile de trouver des lacunes à ces connaissances. Si l'on rencontre un jour un cristal simple, il sera plus facile de les combler; et il sera aussi tout indiqué de soumettre les lois que nous avons trouvées à des vérifications plus rigoureuses.

Dans les substances anormales, au contraire, nous avons rencontré une multitude de faits inconnus dans les substances normales et dont les principaux sont les changements d'état magnétique, l'irréversibilité thermique, l'influence du temps, les variations apparentes des groupements et l'approximation plus ou moins grossière dans la propriété du plan magnétique. Tous ces faits sont à peine esquissés et leurs rôles ne sont pas toujours séparés. Leur étude plus approfondie conduira vraisemblablement à une nouvelle extension de nos connaissances générales sur le ferromagnétisme.

FLUORESCENCE ;

Par M. C. CAMICHEL.

Une des premières questions qu'il faut se poser en commençant l'étude de la fluorescence est la suivante : la fluorescence entraîne-t-elle un changement dans les propriétés du corps fluorescent? Il est question ici d'un changement temporaire prenant naissance et cessant avec la fluorescence, et non du changement durable dont MM. Crookes, Villard, Godstein, Wiedemann, etc., ont donné de nombreux exemples.

a) Divers auteurs ont essayé d'aborder ce problème par des mesures de résistances, et ont cherché si la résistance d'une solution changeait au moment où la fluorescence est excitée. L'expérience présente de grandes difficultés : il faut employer une solution dont la résistance ne soit pas trop grande, et par conséquent assez concentrée ; dans ces conditions, la fluorescence est localisée dans une zone d'épaisseur très faible, et, si l'on veut que tout le liquide

soumis à l'expérience soit fluorescent, il faut placer celui-ci dans une cuve plate. Un pareil dispositif (solution très absorbante contenue dans une cuve plate et soumise à l'action de radiations excitatrices intenses) facilite évidemment les élévations de température. Je me suis demandé si la faible diminution de résistance que certains auteurs ont attribuée à la fluorescence ne provenait pas de cet échauffement qui a précisément le même effet.

J'ai fait quelques expériences à ce sujet; les résistances étaient mesurées par le procédé bien connu de Kohlrauch. J'ai obtenu les nombres suivants :

Solution alcoolique de fluorescéine

	R_f	R_0
16°,3	7.547	7.547
17°,5	7.446	7.475
18°,2	7.334	7.340
19°,0	7.080	7.197
19°,8	7.013	7.130
20°,5	6.994	7.000
21°,0	6.924	6.886

R_f désigne la résistance de la solution pendant la fluorescence, R_0 la résistance de la même solution maintenue à l'abri des rayons excitateurs.

La température monte constamment, et il est assez difficile de la mesurer exactement, en même temps qu'on fait la mesure de la résistance. La seule conclusion à tirer de ces expériences est qu'une variation de température de 1/2 degré entraîne une variation de résistance du $\frac{1}{100^e}$.

J'ai étudié également les solutions alcooliques d'éosine ; l'influence de la température est du même ordre de grandeur : à 18°, une solution présentait (fluorescente ou non) une résistance de 232$^\omega$,2; à 21°, la résistance était 218$^\omega$,4.

Divers auteurs se sont occupés de cette même question. M. Kurt Regner [1] a montré que la variation de la conductibilité électrique au moment de la fluorescence ne dépasse pas 0,1 0/0 dans les solutions moyennement étendues et dans les solutions concentrées de fluorescéine et d'éosine. Dans ces expériences, le liquide se renouvelle

(1) K. Regner, *Inaugural Dissert.*, 1904, Grieswald.

deux fois par seconde; cette vitesse est-elle suffisante pour empêcher des variations de température de $\frac{1}{20}$ de degré, assez grandes pour expliquer la variation maxima de résistance observée par cet auteur? M. Regner ayant négligé de mesurer la température de la solution fluorescente, il est impossible de répondre à cette question.

MM. Nichols et Meritt ont étudié diverses solutions alcooliques fluorescentes; ils pensent avoir démontré que la variation de résistance est 1,1 0/0 pour la solution d'éosine, 0,11 0/0 pour celle de fluorescéine, 0,14 0/0 pour la rhodamine, 0,06 0/0 pour le rouge de naphtaline, 0,59 0/0 pour la cyanine (*Physical Review*, 1904).

Dans les expériences de MM. Nichols et Meritt, le liquide ne se renouvelle pas, et ces physiciens ne paraissent pas avoir pris de précautions spéciales pour éviter son échauffement par les radiations excitatrices, de sorte qu'il me paraît possible d'admettre une augmentation de température de 1/2 degré, suffisante pour appliquer la variation d'existence la plus forte, 1,1 0/0, celle qui correspond à l'éosine.

b) On peut essayer de traiter le même problème par une autre méthode et chercher s'il n'existe pas, entre la répartition des bandes d'absorption et celle des bandes de fluorescence, une différence mettant en évidence un changement d'état du corps pendant la fluorescence. Il faut laisser de côté la classe très nombreuse de corps fluorescents : fluorescéine, éosine, rosine, violet fluorescéine, rhodamine, rouge de naphtaline, etc., présentant un spectre d'absorption composé d'une seule bande et un spectre de fluorescence également composé d'une seule bande qui borde celle-ci du côté des rayons les moins réfrangibles, et s'adresser aux corps dont le spectre de fluorescence est composé de bandes bien définies. Les sels uraniques sont à ce point de vue particulièrement instructifs, comme l'ont montré les travaux classiques de MM. Ed. et Henri Becquerel.

M. Henri Becquerel a montré que le spectre de fluorescence des composés uraniques est la continuation du spectre d'absorption. Le spectre du nitrate uranique comprend :

Huit bandes de fluorescence ;

Deux bandes qui sont à la fois bandes de fluorescence et bandes d'absorption ;

Deux bandes d'absorption. Voici leurs longueurs d'onde :

Fluorescence : 654,4 — 618,0 — 586,0 — 523,5 — 508,0 — 486,5 — 470,0.
Absorption : 486,5 — 470,0 — 453 — 437.

M. Becquerel a démontré cette loi très remarquable :

La différence des inverses des longueurs d'onde est sensiblement constante pour deux bandes consécutives de l'un ou l'autre spectre :

$$\frac{1}{\lambda_{K+1}} - \frac{1}{\lambda_K} = 0,00009 - 0,000088 - 0,000084 - 0,000087 - 0,00009 - 0,000087 - 0,000072 - 0,00008 - 0,000086.$$

J'ai étendu la loi de M. Becquerel au spectre ultra-violet ; les longueurs d'onde étaient déterminées en photographiant sur la même plaque que le spectre du nitrate uranique le spectre du cadmium, dont les diverses raies sont bien connues depuis les travaux de M. Mascart.

Voici quelques nombres :

(Bande d'absorption) λ	$\frac{1}{\lambda}$	$\frac{1}{\lambda_{K+1}} - \frac{1}{\lambda_K}$
$\lambda = 408$	$\frac{1}{\lambda} = 0,00245$	
		$= 0,00007$
397	0,00252	
		$= 0,00006$
387	0,00258	
		$= 0,00009$
374	0,00267	
		$= 0,00008$
363	0,00275	
		$= 0,00009$
352	0,00284	

Cette relation si simple entre le spectre de fluorescence et le spectre d'absorption paraît difficilement conciliable avec un changement dans la nature des sels d'uranium sous l'influence de la fluorescence (1).

c) On peut rechercher si le coefficient d'absorption d'un corps fluorescent varie pendant la fluorescence. Il est d'ailleurs nécessaire de résoudre cette question, si l'on veut faire une étude systématique du phénomène de la fluorescence, qui est intimement lié au phénomène de l'absorption.

Dans une série de recherches sur l'absorption de la lumière par divers cristaux et verres colorés, j'ai recherché si les équations de vibration de l'éther dans les milieux étudiés sont linéaires. J'ai employé pour cela plusieurs méthodes dont la plus simple consiste à mesurer le coefficient de transmission d'un corps placé tout d'abord

---

(1) On peut objecter, il est vrai, que les bandes d'absorption n'apparaissant que lorsque le corps fluorescent est éclairé, c'est-à-dire la fluorescence étant excitée, il n'est pas étonnant que le spectre fluorescent et le spectre d'absorption soient la continuation l'un de l'autre.

à l'abri de toute radiation, et vivement éclairé ensuite par une source de lumière placée transversalement. Cette expérience m'a donné l'idée de rechercher si le coefficient de transmission varie pendant la fluorescence. J'ai trouvé un résultat négatif. En 1898, M. John Burke, et tout récemment MM. Nichols et Meritt, ont abordé le même problème et ont exposé dans d'importants mémoires les résultats de leurs expériences; leurs conclusions sont les suivantes :

M. Burke trouve que la quantité de lumière venant d'un corps fluorescent et transmise à travers un autre corps B identique à A est différente suivant que B est lui-même fluorescent ou non.

Pour le verre d'urane, le seul corps sur lequel M. Burke ait expérimenté, ce physicien trouve un coefficient de transmission égal à 0,45, quand la fluorescence est excitée; le coefficient de transmission est au contraire 0,80 quand le verre d'urane est protégé contre les radiations excitatrices [1].

MM. Nichols et Meritt trouvent un résultat analogue : ils placent devant un photomètre une cuve remplie d'une solution aqueuse de fluorescéine, et ils mesurent : 1° l'intensité T de la lumière transmise, la fluorescence n'étant pas excitée ; 2° l'intensité F de la lumière émise par fluorescence, le faisceau T étant intercepté ; 3° l'intensité S, somme des intensités de la lumière transmise et de la lumière excitée par fluorescence.

Pour la radiation $0^{\mu},507$, ils trouvent que :

$$\frac{T + F - S}{T} = 0,67.$$

Comme ces expériences me paraissent renfermer plusieurs causes d'erreur, j'ai tenu à reprendre l'étude de cette question en variant le plus possible les procédés d'expérimentation. Je vais résumer rapidement [2] les principales recherches que j'ai faites à ce sujet.

I

Dans une première série d'expériences, j'ai mesuré le coefficient de transmission d'un bloc de verre d'urane ou d'une solution de fluorescéine, par des expériences photométriques.

---

(1) Voir dans la *Revue générale des Sciences*, 1898, les articles de M. Ch.-Ed. Guillaume et de M. Cotton, *Sur la loi de Kirchoff et l'expérience de M. Burke*.

(2) Le mémoire complet a paru dans les *Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse*, 1905.

L'appareil employé est mon spectrophotomètre à compensateur de quartz. Deux lampes à pétrole éclairent les deux collimateurs de l'instrument. Les deux plages monochromatiques sont amenées à l'égalité quand on place devant l'un des collimateurs : 1° un morceau de verre de même dimension et de même indice que le cube de verre d'urane étudié ; 2° le cube de verre d'urane soigneusement protégé contre toutes les radiations qui pourraient le rendre fluorescent ; 3° quand on produit la fluorescence du cube de verre d'urane ; 4° quand on excite la fluorescence du verre d'urane et qu'en même temps les rayons lumineux de la lampe à pétrole sont interceptés par un écran opaque. Le coefficient de transmission K_f du cube de verre d'urane fluorescent et le coefficient de transmission K_0 du même corps protégé contre les radiations excitatrices, s'obtiennent par les équations :

$$\begin{aligned} I_1 &= I_2 \sin^2 \alpha_1 \\ T = I_1 K_0 &= I_2 \sin^2 \alpha_2 \\ S = I_1 K_f + F &= I_2 \sin^2 \alpha_3 \\ F &= I_2 \sin^2 \alpha_4 \end{aligned}$$

Les rayons lumineux utilisés traversent le verre d'urane dans une région voisine de la surface, où la fluorescence est particulièrement vive ; celle-ci est provoquée par l'arc électrique tamisé par l'écran de Wood.

Pour que la détermination de K_0 soit correcte, je place devant la lampe à pétrole un deuxième cube de verre d'urane de 7 centimètres de longueur ; dans ces conditions, la lumière qui traverse le cube de verre d'urane étudié ne contient plus de radiations capables d'exciter la fluorescence.

Cette précaution n'est pas indispensable.

Si l'on veut seulement étudier la différence :

$$K_0 - K_f,$$

il suffit d'employer une source de lumière faible, ne provoquant dans le verre d'urane étudié qu'une faible fluorescence i d'intensité i pour la radiation étudiée ; les équations précédentes deviennent alors :

$$\begin{aligned} I_1 K_0 + i &= I_2 \sin^2 \alpha_2 \\ I_1 K_f + i + F &= I_2 \sin^2 \alpha_3 \\ F &= I_2 \sin^2 \alpha_4 \end{aligned}$$

Si $K_f = K_0$, on doit avoir :

$$\sin^2 \alpha_3 = \sin^2 \alpha_2 + \sin^2 \alpha_1 ;$$

c'est ce que l'expérience vérifie ; je ne citerai que quelques nombres relatifs à une solution aqueuse de fluorescéine :

λ	K	T	F	S	T + F	T + F − S
0μ,527	0,84	0,162	0,242	0,396	0,404	+ 0,008
0μ,519	0,60	0,110	0,267	0,364	0,377	+ 0,013
0μ,513	0,27	0,043	0,213	0,259	0,256	− 0,003
0μ,504	0,02	0,004	0,123	0,140	0,127	− 0,013

Les différences entre T + F et S sont toujours faibles et de l'ordre des erreurs expérimentales ; elles sont tantôt positives, tantôt négatives ; pour la radiation 0μ,507, pour laquelle MM. Nichols et Meritt donnent :

$$\frac{T + F - S}{T} = 0{,}67,$$

elle est négative.

Les mêmes expériences ont été faites avec des solutions de fluorescéine de diverses concentrations, et avec divers cubes de verre d'urane.

Les expériences précédentes ont quelques défauts qu'il est nécessaire de mettre en évidence :

1° Les fluorescences excitées sont assez faibles en général ;

2° K_f est mal déterminé ;

3° M. Cotton m'a fait judicieusement observer que, si les bandes d'émission et d'absorption du verre d'urane sont formées de raies très fines et non résolubles avec les moyens employés, le résultat négatif que j'ai obtenu ne démontre pas que $K_f = K_0$, « puisque, d'une part, m'écrit M. Cotton, une partie notable des radiations utilisées pour la mesure ne sont pas des radiations absorbables, et puisque, d'autre part, le faisceau étudié a précisément traversé une couche épaisse de verre d'urane qui doit supprimer précisément ces radiations absorbables » ; on pourrait, comme je l'ai fait, enlever le cube de verre d'urane auxiliaire et employer une source de lumière très faible, par exemple une lampe à pétrole munie d'un verre vert ; l'expérience, sous cette forme, n'est pas complètement démonstrative, puisque le faisceau transmis contient alors, indépendamment des radiations absorbables (pour lesquelles K_f est peut-être différent de

K_0), d'autres radiations non absorbables (pour lesquelles $K_f = K_0$).

Le seul procédé entièrement correct consistera à employer, comme source de lumière (faisceau I_1), le corps fluorescent lui-même.

II

C'est ce que j'ai fait dans les expériences suivantes :

L'appareil employé est très simple : il se compose d'une première cuve contenant une solution aqueuse de fluorescéine rendue fluorescente par les rayons solaires. Cette première cuve constitue la source de lumière (faisceau I_2) ; devant la fente du collimateur du photomètre se trouve une deuxième cuve contenant de la fluorescéine ; elle peut être rendue fluorescente comme la première par l'action des rayons solaires et constitue l'autre source de lumière (faisceau I_1).

Voici quelques nombres .

	$\sin^2 \alpha$		
$\alpha_3 = 30°,0$	0,250	$\sin^2 \alpha_3$	$= 0,250$
$\alpha_2 = 24°,7$	0,176	$\sin^2 \alpha_2 + \sin^2 \alpha_1$	$= 0,257$
$\alpha_1 = 16°,5$	0,081		

En variant les conditions de l'expérience, j'ai trouvé

$$\sin \alpha_2 + \sin^2 \alpha_1 - \sin^2 \alpha_3$$

tantôt positif, tantôt négatif et toujours très faible.

III

Les expériences précédentes ont toutes le même inconvénient, le coefficient de transmission du corps fluorescent K_f pendant la fluorescence est mal déterminé ; il nécessite trois mesures photométriques.

Il sera préférable d'obtenir K_f par une seule mesure : c'est ce que fait M. Burke. Il prend quatre petits cubes en verre d'urane, et il les assemble comme l'indique la figure 1 ; des étincelles éclatent en i entre deux pointes de cadmium f.

Pour déterminer K_f, M. Burke recouvre le cube 3 d'un écran et, au moyen d'un photomètre placé en S, il compare les deux plages a et b : il obtient ainsi le rapport :

$$1 + K_f.$$

Pour déterminer K_0, il garantit contre les rayons excitateurs les cubes 1 et 2; le rapport des intensités des deux plages *a* et *b* est K_0.

Enfin, dans une troisième détermination, il garantit le cube 1, et le rapport des intensités des deux plages *b* et *a* est :

$$\frac{1 + K_f}{K_0}.$$

M. Burke donne les nombres suivants pour K_f :

$$K_f = 0,48, \quad K_f = 0,46, \quad K_f = 0,51, \quad K_f = 0,36,$$

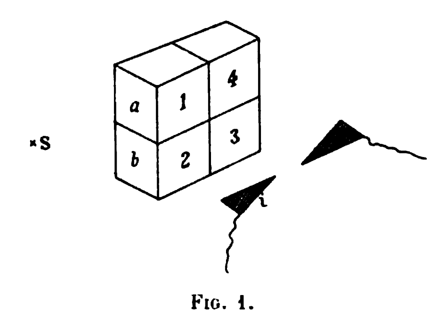


Fig. 1.

Ces nombres ne sont pas très concordants; il adopte pour K_f :

$$K_f = 0,449 \pm 0,005,$$

et pour K_0 :

$$K_0 = 0,787 \pm 0,006.$$

Dans les expériences de M. Burke, la cause d'erreur la plus grave est due à l'étincelle : les pointes de cadmium s'usent rapidement, et une dissymétrie se produit dans l'appareil. Si, par suite de cette dissymétrie, les cubes 3 et 4 sont plus fortement éclairés que 1 et 2, la valeur de K obtenue paraît plus grande; si, au contraire, les cubes 1 et 2 sont plus fortement éclairés que 3 et 4, c'est l'inverse.

Pour montrer qu'il en est ainsi, je vais citer une expérience dans laquelle j'ai suivi la forme du cratère de l'arc électrique qui excitait la fluorescence; j'ai mesuré K_f à diverses époques; j'ai obtenu successivement (l'observation n'étant faite que d'un seul côté, S) :

$K_f = 0,805$
$K_f = 0,90$ valeur exacte $K_f = 0,85$
$K_f = 1,05$

J'ai vérifié qu'au début de l'expérience l'arc électrique, par suite de la disposition du cratère, éclairait plus fortement les plages 1 et 2; à la fin, c'était l'inverse.

La même vérification a toujours réussi. La dissymétrie provenant de l'usure des électrodes de cadmium ou de la déformation du cratère de l'arc électrique introduit des erreurs énormes dans la détermination de K_0 et de K_f, puisqu'elle peut rendre ces coefficients plus grands que l'unité.

Pour supprimer cette cause d'erreur et obtenir des valeurs constantes de K, il suffit d'employer une source de lumière constante et de forme invariable. La lampe de Nernst convient très bien ; son seul inconvénient est qu'elle n'excite pas des fluorescences très énergiques.

Les déterminations doivent être faites avec deux photomètres placés des deux côtés du parallélipipède formé par la juxtaposition des quatre cubes de verre d'urane.

Je n'entrerai pas dans le détail des expériences, il me suffira de donner un tableau qui les résume :

d désigne la distance du cube de verre d'urane à la lampe de Nernst.

$d = 10^{cm}$	$K_f = 0{,}867$	$d = 10^{cm}$	$K_0 = 0{,}857$
20^{cm}	$0{,}855$		
30^{cm}	$0{,}83$	$d = 25^{cm}$	$K_0 = 0{,}860$
40^{cm}	$0{,}86$		
50^{cm}	$0{,}84$	$d = 50^{cm}$	$K_0 = 0{,}857$

et

	$\frac{1+K_f}{K_0}$ obs.	$\frac{1+K_f}{K_0}$ calc. en prenant $K_0 = K_f = 0{,}85$
$d = 50^{cm}$	2,16	2,18
$d = 25^{cm}$	2,15	2,18
$d = 10^{cm}$	2,13	2,18

On doit donc conclure des nombres précédents que

$$K_f = K_0.$$

Je suis arrivé à la même conclusion dans les expériences suivantes :

IV

Edmond Becquerel a montré que l'intensité de la lumière émise par phosphorescence est proportionnelle à l'intensité de la lumière excitatrice.

Cette loi est évidemment applicable à la fluorescence, qui n'est qu'une phosphorescence de très faible durée.

Soit une cuve rectangulaire remplie de fluorescéine; elle reçoit normalement sur l'une de ses faces *a* une radiation excitatrice d'intensité variable I_e. La fente du collimateur du spectrophotomètre est placée contre la face *b* de la même cuve. En désignant par *d* la distance de la face à l'axe du collimateur, par *e* l'épaisseur de la cuve parallèlement à l'axe du collimateur, par *m* le coefficient d'absorption de la radiation excitatrice, par *n* le coefficient d'absorption de la radiation émise par fluorescence et observée dans le photomètre, l'intensité de la lumière émise par fluorescence est :

$$I_f = I_e \frac{e^{-m \cdot d} K}{n} (1 - e^{-ne}),$$

K désignant une constante. — *Donc, si m et n sont constants et indépendants de la fluorescence*, I_f est proportionnel à I_e.

C'est ce que l'expérience vérifie. Dans mes expériences, I_e a varié de 1 à 121.

La méthode précédente est difficilement applicable à des solutions très concentrées, car, pour celles-ci, la fluorescence est localisée dans une couche d'épaisseur très faible parallèle à la face d'entrée. Il faut alors observer normalement à cette face une cuve très longue contenant la solution fluorescente et éclairée normalement par la radiation excitatrice; l'observateur mesure l'intensité de la lumière émise par fluorescence dans une direction parallèle à celle des rayons excitateurs.

En supposant *m* et *n* constants, la lumière émise par fluorescence a une intensité I_f donnée par la formule :

$$I_f = \frac{K' I_e}{m + n}.$$

I_f est proportionnel à I_e, c'est ce que l'expérience vérifie.

Conclusion :

Les recherches qui viennent d'être résumées paraissent mettre hors de doute que le coefficient d'absorption d'un corps fluorescent : fluorescéine, verre d'urane, ne varie pas pendant la fluorescence dans les conditions où les expériences ont été faites.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. V ; 1904.

THÉORIES GÉNÉRALES DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

W. WIEN. — Zur Elektronentheorie (Sur la théorie des électrons). — P. 393.

L'hypothèse la plus simple n'est pas de donner aux électrons la forme sphérique, comme on le fait le plus souvent, mais la forme ellipsoïdale (cf. le mémoire suivant).

L'auteur montre que, dans les deux cas, on trouve les équations qu'il a données pour le rayonnement d'une source en mouvement.

M. LAMOTTE.

M. ABRAHAM. — Die Grundhypothesen der Electronentheorie (Hypothèses fondamentales de la théorie des électrons). — P. 576.

1° Les équations de Maxwell et Hertz sont vérifiées dans tout l'espace qui ne renferme ni matière ni électricité ;

2° L'électricité est formée d'électrons, particules séparées, les unes positives, les autres négatives, qui sont les intermédiaires entre la matière et l'éther ;

3° Tout courant électrique est un courant de convection d'électrons en mouvement : la densité de ce courant est égale à la densité de l'électricité multipliée par sa vitesse absolue. Le courant de convection produit le même champ magnétique que le courant de conduction équivalent.

Ces trois hypothèses conduisent aux équations qui déterminent le champ électromagnétique, quand on connaît la répartition et la vitesse de l'électricité.

En outre, on suppose que :

4° La force électromagnétique est la résultante des forces qui agissent dans le champ électrique sur l'électricité en repos et dans le champ magnétique sur l'électricité en mouvement.

Ce sont là les quatre hypothèses fondamentales de la théorie des électrons.

Les propriétés des rayons cathodiques s'expliquent par l'hypothèse 4, à la condition de considérer la force électromagnétique du champ extérieur comme une force extérieure et d'attribuer aux électrons négatifs dont on admet l'existence dans ces rayons une masse mécanique μ_0. Mais les hypothèses fondamentales conduisent à cette conséquence que cette masse provient au moins en partie du champ propre à l'électron.

Pour rendre compte des expériences de Kaufmann, l'auteur ajoute aux hypothèses fondamentales les hypothèses particulières suivantes :

5° Les forces électromagnétiques provenant du champ extérieur et du champ de l'électron se font équilibre (au sens où on l'entend dans la mécanique des corps solides);

6° L'électron est indéformable ;

7° L'électron est sphérique : sa densité électrique (cubique ou superficielle) est uniforme.

L'ensemble de ces hypothèses permet d'établir sur une base purement électromagnétique toute la dynamique de l'électron.

Mais la théorie se propose en outre de représenter l'ensemble des propriétés électriques et optiques des corps.

L'optique des corps transparents qui satisfont à la relation de Maxwell se rattache à la théorie quand on introduit des forces quasi élastiques, tendant à ramener l'électron dans sa position d'équilibre. La dispersion s'explique par la masse mécanique des électrons, propriété qui, jointe à la précédente, entraîne l'existence des vibrations propres. L'électron vibrant est la forme la plus simple d'un point lumineux. Il n'y a pas lieu de faire intervenir les hypothèses 5, 6 et 7 tant que le corps est en repos.

Il en est autrement dans l'optique des corps en mouvement. Les résultats négatifs des expériences sur l'aberration créent à la théorie des difficultés que Lorentz a cherché à résoudre par les hypothèses suivantes :

8° Le mouvement de la Terre provoque une certaine contraction des corps parallèlement à la direction du mouvement;

9° Les forces quasi élastiques qui rappellent un électron dans sa position d'équilibre subissent par l'effet du mouvement de la Terre la même variation que les forces électriques et moléculaires; cette supposition est assez plausible, si on admet que ces forces quasi élastiques sont elles-mêmes de nature moléculaire.

Les hypothèses 1, 2, 3, 4, 8 et 9 suffisent pour expliquer que le mouvement de la Terre n'entraîne aucune double réfraction dans les corps transparents isotropes fixes qui satisfont à la loi de Maxwell. Pour les corps dispersifs, il faut en outre que les forces d'inertie longitudinales et transversales soient modifiées de la même manière que les forces quasi élastiques.

D'après Lorentz, il en sera ainsi si on substitue aux hypothèses 6 et 7 la suivante :

10° L'électron qui, dans l'état de repos' a une densité électrique (cubique ou superficielle) uniforme, s'aplatit pendant son mouvement; son diamètre, dirigé dans la direction du mouvement, se raccourcit dans le rapport de $\sqrt{1-\beta^2}$ à 1 (β étant le rapport 10^{-4} de la vitesse de la Terre à celle de la lumière)

Il devient un ellipsoïde d'Heaviside.

Enfin Lorentz fait remarquer que le mouvement de la Terre sera sans influence même sur les corps animés de mouvements moléculaires, si on admet que :

11° Les masses des électrons sont de nature électromagnétique.

Seulement, il n'est pas certain qu'un électron satisfaisant à ces conditions soit dans un état stable.

En particulier, le mouvement d'un ellipsoïde aplati de forme invariable est instable, s'il se produit dans la direction de l'axe. Il faut, pour établir la stabilité, introduire des forces qui ne sont plus de nature électromagnétique. Plus simple au point de vue mathématique, l'hypothèse de l'ellipsoïde d'Heaviside est plus compliquée au point de vue physique que celle de l'électron sphérique indéformable.

L'auteur est donc d'avis qu'il serait prématuré de substituer d'ores et déjà l'hypothèse 10 de Lorentz aux hypothèses 6 et 7. En outre, les hypothèses 8 et 9 lui paraissent sujettes à caution, et ce ne serait pas une raison suffisante de rejeter une théorie qui rendrait bien compte des propriétés de l'électron négatif libre, si elle ne cadrait pas avec l'optique fondée sur ces propositions. M. Lamotte.

J.-B. WHITEHEAD. — Magnetische Wirkung elektrischer Verschiebung (Effet magnétique du courant de déplacement). — P. 300.

Un anneau diélectrique est suspendu dans un champ électrique alternatif et dans un champ magnétique de même fréquence et de même phase. Les résultats ont été négatifs.

M. Lamotte.

ÉLECTROSTATIQUE.

K.-V. WESENDONCK. — Ueber Spitzenwirkung im homogenen elektrostatischen Felde (Effet des pointes dans un champ électrostatique uniforme). — P. 399.

Deux grands disques de métal sont disposés parallèlement l'un à l'autre. Le disque inférieur repose sur trois supports isolés à l'ambre jaune, dont l'un est un électromètre de Braun. Il est mis en communication avec une machine électrique, et porté à un potentiel qu'indique immédiatement l'électromètre. Le disque supérieur est relié au sol : il est percé en son centre d'une ouverture dans laquelle est engagé un cylindre d'ébonite. A travers ce cylindre passe à frottement une tige de laiton terminée à sa partie inférieure par une aiguille à coudre, à sa partie supérieure par une borne qui permet de la relier au sol ou à un électromètre.

L'effet de la pointe, c'est-à-dire la déperdition, se produit seulement quand cette pointe se trouve à une distance notable au-dessous du plan du disque.

La déperdition commence brusquement, et il s'établit un nouvel état d'équilibre quand on laisse la pointe en place ; elle est d'autant plus active que la pointe est plus voisine du disque chargé.

Si la pointe est reliée au disque inférieur, l'effet est différent : plus grand si la pointe est fixée directement à l'électromètre, dépassant le disque de quelques centimètres. Une déperdition un peu intense est toujours accompagnée d'un phénomène lumineux.

Ces expériences ne peuvent s'accorder avec l'explication habituelle qu'on donne du fonctionnement des paratonnerres.

D'autres expériences effectuées avec une petite flamme de gaz montrent que les gaz des cheminées peuvent difficilement jouer le

rôle qu'on leur attribue souvent vis-à-vis de l'électricité atmosphérique.

M. Lamotte.

H. REBENSTORFF. — Ein einfacher Apparat zur Untersuchung der Nebelbildung und über Anordnung der Nebelkerne bei der elektrischen Spitzenentladung (Appareil simple pour étudier la formation du brouillard; disposition des noyaux de condensation dans la décharge électrique par les pointes). — P. 571.

L'appareil se compose d'un flacon contenant au fond quelques gouttes d'eau et dans lequel on a introduit par la tubulure un ballon de collodion fixé à un tube de verre. En gonflant ou dégonflant le ballon, on produit une surpression ou une dépression à l'intérieur du flacon. L'élasticité du collodion est assez faible pour qu'on puisse regarder comme égales les pressions qui règnent à l'intérieur et à l'extérieur du ballon.

Les noyaux de condensation produits par le vent électrique possèdent des pouvoirs condensants très différents.

Les noyaux de grand pouvoir condensant se montrent d'abord au voisinage de la pointe et forment pendant un certain temps des traînées qui sont chassées çà et là par les remous de l'air, et finalement dispersées.

Les noyaux de faible pouvoir condensant, beaucoup plus nombreux, apparaissent à des distances de la pointe beaucoup plus grandes.

Fréquemment, il se forme des nuages de forme régulière, décelant une répartition régulière des noyaux.

M. Lamotte.

H. PRZIBRAM. — Ueber Funkenentladung in Flüssigkeiten (Etincelle dans les liquides). — P. 574.

L'auteur se propose d'établir une relation entre la rigidité diélectrique des liquides et leur composition chimique. D'après ses expériences, sur lesquelles cette première communication ne donne pas de détails :

La longueur maximum de l'étincelle (?) qu'on peut obtenir dans un liquide isolant décroît dans une série d'homologues, à mesure

que le poids moléculaire augmente. L'étincelle est produite entre une plaque et une pointe : quand la pointe est positive, la diminution de longueur est plus rapide.

La substitution de Cl ou de AzH^2 dans le benzène augmente la longueur de l'étincelle.

Dans les combinaisons oxygénées, l'étincelle obtenue avec la pointe négative est aussi longue ou plus longue même que celle de sens contraire ; elle est plus longue que dans le carbure correspondant.

M. Lamotte.

ARC VOLTAÏQUE.

L. CASSUTO. — Der Lichtbogen zwischen Quecksilber und Kohle (Arc voltaïque entre le mercure et le charbon). — P. 263.

Cet arc est dissymétrique : la différence de potentiel entre les électrodes est plus grande quand le mercure forme la cathode. La somme des chutes de potentiel à l'anode et à la cathode est à peu près indépendante du sens du courant ; mais la chute dans l'arc proprement dit est plus grande quand le mercure est cathode.

Dans presque toute sa longueur, l'arc présente la teinte bleuâtre de la vapeur de mercure incandescente, ce qui tient à ce que le mercure est beaucoup plus volatil que le charbon. La dissymétrie s'explique par le fait que le mercure se volatilise en plus grande quantité quand il est anode : à l'anode, en effet, la chute de potentiel et, par suite, la chaleur dégagée sont plus grandes qu'à la cathode. La plus grande abondance de la vapeur explique aussi pourquoi la chute de potentiel dans l'arc est moindre, pour la même longueur, quand le mercure est anode.

M. Lamotte.

J. STARK et L. CASSUTO. — Der Lichtbogen zwischen gekühlten Elektroden (Arc électrique entre électrodes refroidies). — P. 264.

On peut refroidir les électrodes entre lesquelles jaillit l'arc par plusieurs dispositifs :

1° L'une des électrodes est formée par un petit tambour de cuivre rempli de glace, qui tourne autour d'un arc vertical ; l'autre est un crayon de charbon placé verticalement. L'extrémité du crayon se

trouve vis-à-vis du fond supérieur du tambour, au voisinage du bord ;

2° Un cylindre de charbon tournant autour d'un axe horizontal forme l'une des électrodes, un crayon de charbon horizontal forme l'autre.

Ces deux dispositifs donnent les mêmes résultats, mais ne se prêtent pas aux mesures, parce que l'arc est entraîné dans le sens de la rotation. Ils permettent cependant de reconnaître que l'arc peut se produire entre une anode tournante et une cathode fixe dont la température est élevée, mais non entre une cathode tournante et une anode fixe.

Quand l'intensité est faible (inférieure à 0,5 ampère), on peut refroidir les électrodes en faisant circuler un courant d'eau à l'intérieur : mais il faut employer une force électromotrice élevée, plus de 400 volts.

On prend comme électrode supérieure un fil de platine recouvert de chaux ou un crayon de charbon pointu, comme électrode inférieure un tube de laiton épais, refroidi, avec un court appendice en fer.

Il est impossible d'entretenir un arc entre la cathode refroidie et l'anode qui peut s'échauffer ; mais on l'obtient entre une anode froide et une cathode portée au rouge blanc.

Entre une cathode de charbon et une anode électrolytique, il se forme un arc, mais non en sens inverse : ce qui explique la polarité de l'interrupteur Wehnelt.

Quand les électrodes s'échauffent, le gradient du potentiel dans l'arc est plus petit que si les électrodes sont refroidies, parce que le refroidissement diminue la quantité de vapeur contenue dans l'arc. Pour la même raison, la différence de potentiel entre les électrodes croît rapidement quand l'intensité baisse.

La chute de potentiel dans l'arc peut se représenter par :

$$V = C + g \cdot l,$$

la constante C représentant la somme des chutes de potentiel à l'anode et à la cathode et gl la chute de potentiel dans l'arc de longueur l.

La constante C diminue quand on refroidit les électrodes, parce que la chute de potentiel a de l'anode diminue.

Quand les électrodes de charbon sont refroidies, ce qui retarde leur oxydation, elles se creusent toutes les deux en forme de cratère. Ces dépressions s'observent aussi sur la surface des électrodes de mercure placées dans le vide, à la cathode toujours ; à l'anode aussi quand on en recouvre la surface d'une fine poussière d'oxyde non fusible, de façon à concentrer le courant en une région restreinte. En ces points, la pression de la vapeur de mercure est supérieure à celle du gaz ambiant ; cet excès de pression peut être mis directement en évidence.

M. Lamotte.

E. RASCH. — Gasentladungen und Lichtbögen mit glühenden Leitern zweiter Klasse als Strombasis (Décharges dans les gaz et arcs voltaïques entre conducteurs de seconde classe incandescents). — P. 373.

L'auteur établit sa priorité dans l'emploi de ces électrodes et, répondant à diverses objections, insiste sur le rendement lumineux élevé qui peut être ainsi réalisé.

M. Lamotte.

J. STARK. — Quecksilber als kathodische Basis des Lichtbogens (Mercure comme cathode de l'arc voltaïque). — P. 750.

Il est nécessaire à l'entretien de l'arc voltaïque qu'une émission abondante d'ions négatifs se produise, par suite de la température très élevée, à la racine de l'arc sur la cathode. Cette vue théorique paraît en contradiction avec le fait qu'on réussit à entretenir l'arc avec une cathode en mercure liquide. La contradiction n'est qu'apparente.

En effet, quand l'intensité du courant est d'environ 3 ampères, la racine de l'arc au mercure dans le vide n'occupe sur la cathode qu'une surface de 10 millimètres carrés environ. Il est suffisant que cette petite région soit à une température très élevée. Ceci n'est pas impossible, alors même que le reste de la masse de mercure resterait à une température basse. En fait, en prenant comme cathode un tube de laiton épais de $0^{mm},7$ traversé par un rapide courant d'eau, on voit le métal se vaporiser à la naissance de l'arc, quoique l'eau sorte froide.

Il n'y a donc pas sans doute équilibre de température entre le

mercure liquide et sa vapeur. Si on calcule le travail dépensé à la cathode par suite de la chute de potentiel cathodique, on voit que ce travail ne peut être dissipé que si la température atteint dans cette région celle du rouge blanc.

Examinée au spectroscope, la racine de l'arc montre un spectre continu, ce qui conduit à admettre qu'en ce point le mercure liquide est à la température du rouge blanc.

M. Lamotte.

IONISATION. — CONDUCTIBILITÉ DES GAZ.

S. GUGGENHEIMER. — Ueber die Ionisation bei der Ozonbildung (Ionisation pendant la formation de l'ozone). — P. 397.

D'après l'auteur, l'ionisation observée pendant l'oxydation du phosphore à l'air humide est corrélative de la formation de l'ozone. Il a constaté que, dans l'air sec, le phosphore ne provoque aucune ionisation. Il attribue celle qui se produit dans l'air humide à la formation d'un oxyde contenant plus d'oxygène que d'acide phosphorique, composé instable qui se dissocierait en acide phosphorique et oxygène ozonisé.

M. Lamotte.

G.-C. SCHMIDT. — Ueber die Emanation des Phosphors (Emanation du phosphore). — P. 445.

L'auteur discute les objections opposées à sa théorie par Harms. Cette discussion repose sur des travaux encore incomplets, de l'aveu même des adversaires.

M. Lamotte.

E. RIECKE et J. STARK. — Wanderung von Mettallionen im Glimmstrom in freier Luft: Demonstrationsversuche (Migration des ions métalliques dans le courant de lueurs se produisant à l'air libre : expériences de cours). — P. 537.

Deux tiges de cuivre de 4 millimètres de diamètre sont reliées aux pôles d'une batterie d'accumulateurs donnant 3.600 volts. Lorsque ces deux électrodes sont écartées l'une de l'autre de 1 à 2 centimètres, il se produit entre elfes un courant de lueurs. Dans ce cou-

rant on introduit, au moyen d'un fil de platine isolé, des perles de chlorures de lithium, de sodium, de potassium, de calcium, et on observe la répartition de la coloration communiquée aux lueurs :

1° Les électrodes sont horizontales : la région occupée par les vapeurs métalliques a la forme d'un triangle dont la pointe s'infléchit vers la cathode. Si le chlorure de lithium est placé au voisinage de la cathode, les vapeurs se répandent seulement dans une petite région ; si la perle est au voisinage de l'anode, les vapeurs se répandent dans tout le courant ;

2° Les électrodes sont verticales. La perle de LiCl est placée à la partie supérieure de la région lumineuse près de la cathode ; elle s'entoure d'un nuage rougeâtre de vapeur ; la portion inférieure reste incolore.

Si la cathode est en bas, la vapeur entraînée par les gaz chauds se répand dans toute la région lumineuse jusqu'à l'anode. Tant que le chlorure de lithium est introduit dans le courant, la différence de potentiel subit une baisse notable (de 1.300 à 400 volts). Les autres sels donnent des résultats analogues. Lorsque la perle est à la partie inférieure, les phénomènes, gardant la même allure, sont moins nets.

La coloration caractéristique suit donc la trajectoire des ions métalliques, ce qui confirme l'opinion attribuant à ces ions positifs l'émission des lignes spectrales.

M. Lamotte.

CONDUCTIBILITÉ DE L'AIR ATMOSPHÉRIQUE.

A. LOWY et Fr. MULLER. — Einige Beobachtungen über das elektrische Verhalten der Atmosphäre am Meere (Quelques observations sur les propriétés électriques de l'atmosphère au bord de la mer). — P. 290.

Ces observations ont été effectuées à Westerland dans l'île de Sylt, et dans l'île de Helgoland. Dans la première station, les appareils étaient placés sur la falaise, à 40 mètres au-dessus du niveau de la mer et à 50 mètres de distance environ du bord, quelquefois au bord même de la mer. A Helgoland, ils étaient installés soit sur la falaise, soit sur la plage.

Des observations recueillies sur la falaise de Westerland, il résulte que la polarité de la déperdition est plus accentuée que dans les stations de terre ferme ou de montagne, en faveur de la déperdition

négative. Au bord même de la mer, la déperdition est plus faible, ce qui tient à l'influence de l'humidité, signalée déjà par Elster et Geitel. Il se peut aussi que les brisants provoquent des phénomènes électriques analogues à ceux que Lenard a observés au voisinage des chutes d'eau. En fait, la déperdition positive est plus faible sur la plage que sur la falaise.

La direction du vent exerce une influence marquée sur l'ionisation de l'air marin.

M. Lamotte.

V. CONRAD et M. TOPOLANSKY. — Elektrische Leitfähigkeit und Ozongehalt der Luft (Conductibilité électrique et richesse en ozone de l'air). — P. 749.

A l'Observatoire météorologique de Vienne, on a mesuré, pendant une année environ, la conductibilité de l'air au moyen d'un appareil d'Elster et Geitel, et aussi évalué la richesse en ozone d'après la coloration prise par un papier ioduré et amidonné. Plus la coloration est intense, plus est grande la déperdition ; reste à savoir si cette coloration est due uniquement à l'ozone.

M. Lamotte.

H. GERDIEN. — Die Messung kleiner Kapazitäten mittels einer messbar veränderlichen Normalkapazität (Mesure des faibles capacités au moyen d'un étalon de capacité variable et mesurable). — P. 294.

L'étalon de capacité est constitué par un condensateur cylindrique comprenant deux armatures triples, isolées par de l'ambre jaune. L'un de ces systèmes d'armature peut se déplacer parallèlement à son axe, et ces déplacements sont mesurés sur une échelle munie d'un vernier. L'ensemble est enfermé dans une cage métallique, qui laisse passer une tige de cuivre servant à établir la communication de l'armature fixe avec l'extérieur et, d'autre part, la glissière.

La capacité du condensateur correspondant à chaque position du zéro du vernier étant supposée connue, on déterminera une capacité de la manière suivante : on relie le condensateur à la capacité inconnue x, qui comprend un électromètre. Soit K_1 la capacité du système : on le charge au potentiel V_1, puis on fait varier la capacité d'une quantité connue c_1, choisie d'après les limites de fonction-

nement de l'électromètre : le potentiel devient V_2, on a :

$$K_1 = \frac{cV_2}{V_1 - V_2}.$$

Ensuite on charge la capacité x au potentiel V_3, et on l'associe à la capacité K_1 ; le potentiel devient V_4 :

$$x = K_1 \cdot \frac{V_4}{V_3}.$$

Cette méthode n'est applicable que si le système de capacité inconnue comporte un électromètre. Autrement on rencontre d'assez grandes difficultés. Dans certains cas, on peut construire un modèle agrandi de la capacité à mesurer, déterminer la capacité de ce modèle par les méthodes ordinaires et en déduire l'autre d'après le rapport des dimensions linéaires.

M. Lamotte.

H. GERDIEN et H. SCHERING. — Ein Verfahren zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit von Gasen mit besonderer Berücksichtigung luftelektrischer Apparate (Procédé pour mesurer la vitesse d'écoulement des gaz, spécialement dans les appareils pour l'étude des propriétés électriques de l'air). — P. 296.

Le compteur de tours de l'anémomètre, qui provoque trop de frottements quand la vitesse du courant est faible, est supprimé : on mesure la vitesse du moulinet par la méthode stroboscopique, en observant le moulinet à travers les trous d'un disque tournant.

M. Lamotte.

A. SPRUNG. — Ueber eine automatisch wirkende Vorrichtung zur Erweiterung des Messgebietes der Registrier-Elektrometer. Nebst einer Bemerkung über die automatische Aufzeichnung der luftelektrischen Zerstreuung (Dispositif automatique pour augmenter les limites de mesure des électromètres enregistreurs. Remarque sur l'enregistrement automatique de la déperdition électrique dans l'atmosphère). — P. 326.

Quand le style inscripteur arrive à bord de la bande de papier, il établit un contact électrique et agit ainsi sur un commutateur; le nombre des éléments de pile de charge se trouve réduit dans un rapport connu (de 100 à 20 par exemple). La sensibilité est réduite dans le même rapport.

M. Lamotte.

G. LUDELING. — Ueber eine Vorrichtung zur Registrierung der luftelektrischen Zerstreuung (Enregistreur de la déperdition électrique dans l'atmosphère — P. 447.

Au moyen d'électro-aimants commandés par l'horloge, le conducteur soumis à la déperdition est chargé toutes les heures pendant une demi-minute, puis isolé et abandonné à lui-même pendant une demi-heure. Pendant ce temps, la valeur du potentiel s'inscrit toutes les deux minutes. La variation diurne de la déperdition, dans son allure générale, présente une double période : un maximum principal dans les premières heures de l'après-midi; un minimum principal vers dix ou onze heures du soir; un maximum et un minimum secondaires, dans la matinée, le premier de cinq à sept heures. le deuxième de huit à neuf heures.

En comparant les courbes de déperdition aux courbes du champ, on trouve que le champ est d'autant plus faible que la déperdition est plus grande. La pression atmosphérique et la déperdition varient aussi en sens inverse l'une de l'autre. Ces résultats sont favorables à la théorie d'Ebert.

M. Lamotte.

H. SCHERING. — Eine Verbesserung der Hartgummi-Isolatoren für luftelektrische Messungen (Perfectionnement des isolateurs d'ébonite employés dans l'étude de l'électricité atmosphérique). — P. 451.

Ce perfectionnement consiste à pratiquer dans l'ébonite des rainures profondes et étroites, qui empêchent la formation d'une couche d'humidité et de poussière continue.

M. Lamotte.

RADIO-ACTIVITÉ.

S. MEYER et Eg. von SCHWEIDLER. — Ueber den Einfluss von Temperaturänderungen auf radioaktive Substanzen (Influence des variations de température sur les substances radio-actives). — P. 319.

La radio-activité de l'uranium et de ses composés, mesurée par la vitesse de déperdition électrique, décroît quand la température s'élève. Si la matière radio-active est recouverte d'une feuille d'al-

minium, la diminution est plus accentuée, et pendant le refroidissement la radio-activité remonte au-dessus de sa valeur normale, qu'elle reprend ensuite au bout de quelques heures.

La même variation s'observe sur le polonium. Mais, avec le radium, la vitesse de déperdition, après avoir diminué, se relève beaucoup, par suite du dégagement de l'émanation.

M. LAMOTTE.

J. ELSTER et H. GEITEL. — Ueber Radioaktivität von Erdarten und Quellsedimenten (Radio-activité des roches et des dépôts de sources). — P. 320.

L'appareil se compose (*fig.* 1) d'une platine en fer T, bien dressée, de 21 centimètres de diamètre, supportée par trois vis calantes. Au centre, se trouve une tige verticale sur laquelle repose l'électromètre

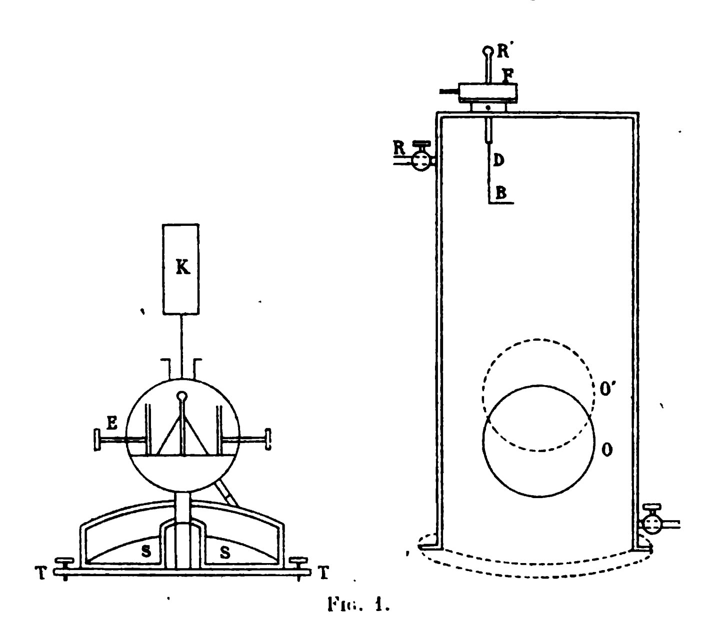


FIG. 1.

d'Exner E isolé à l'ambre jaune. Cet électromètre est muni d'une échelle divisée et supporte à sa partie supérieure le conducteur K servant à mesurer la déperdition. La platine peut recevoir une cloche de laiton, ayant 18 centimètres de diamètre intérieur et 34^{cm},5 de hauteur, recouvrant entièrement l'électromètre. Cette cloche est

percée de deux fenêtres O et O′ fermées par des glaces, qui permettent d'éclairer l'échelle et de faire les lectures. Dans le fond supérieur de la cloche, vers le bord, se trouve une tubulure F, par laquelle pénètre à travers un bouchon d'ébonite un fil de cuivre D mobile autour d'un axe vertical ; ce fil se termine en haut par une boule R′, en bas par une lame élastique B. Ce fil sert à charger l'électroscope. A cet effet, on tourne le fil D jusqu'à ce que la lame B vienne en contact avec le conducteur K, puis on touche la boule R avec le pôle d'une pile de Zamboni dont on tient l'autre pôle dans la main. Lorsque les feuilles ont une divergence suffisante, on enlève la pile et on ramène la lame B en contact avec la paroi de la cloche. On lit alors la position des feuilles de l'électroscope.

Deux tubes munis de robinets permettent d'introduire dans la cloche les gaz dont on veut étudier la radio-activité.

Pour les substances solides, on les place dans une capsule de zinc SS, dont les bords ont $2^{cm},5$ de hauteur, et qui entre juste dans la cloche ; en son milieu, elle porte une ouverture pour laisser passer le pied de l'électroscope.

Avant chaque mesure, on détermine d'abord la déperdition due à la conductibilité naturelle de l'air. Puis on introduit la substance étudiée en quantité connue (généralement 125 grammes) et on observe la chute des feuilles de l'électroscope en une heure.

Si la radio-activité est trop grande, on diminue la quantité de matière ou la durée de l'observation, et on ramène toutes les observations aux mêmes conditions, en admettant la proportionnalité entre la vitesse, de déperdition et la masse de matière, et la constance de cette vitesse.

Si on constate que la conductibilité de l'air croît de plus en plus quand on laisse séjourner la matière sous la cloche, c'est qu'il y a dégagement d'émanation. Dans ce cas, il faut, avant de procéder à une autre expérience, faire disparaître la radio-activité induite.

D'une manière générale, les terres argileuses possèdent une radio-activité très appréciable, notamment celles qui proviennent de la désagrégation des roches volcaniques. Il en est de même des dépôts des sources thermales. Ainsi la boue de Baden-Baden possède une radio-activité (1.500 à 2.000) comparable à celle du sulfate double de potassium et d'uranium (3.600) ; elle dégage une grande quantité d'émanation et perd sa radio-activité ; la loi de disparition de la radio-activité induite n'est pas la même pour cette boue

que pour le radium et le thorium : elle est plus lente que pour le radium, plus rapide que pour le thorium.

En dissolvant le fango (boue de Battaglia) dans l'acide chlorhydrique, on obtient, en précipitant par un sulfate, du sulfate de baryum actif électrolysé ; la dissolution donne un dépôt actif sur la cathode. Le sulfate de baryum perd sa radio-activité avec le temps, et dégage en abondance de l'émanation ; le rayonnement est composé pour la plus grande partie, sinon en totalité, de rayons α. Le dépôt électrolytique, au contraire, garde son activité, ne laisse pas dégager d'émanation et impressionne les plaques photographiques.

M. LAMOTTE.

FR. MULLER. — Einige Beobachtungen über die radioaktive Substanz im « Fango » (Observations sur la substance radio-active du « Fango »). — P. 357.

Le fango était emmagasiné à l'état sec dans une cave, qui en renferme de 50 à 100 tonnes. L'air de la cave possède une conductibilité électrique supérieure à la conductibilité normale, surtout au voisinage immédiat du fango. L'air extrait de la masse même est encore plus conducteur. Un fil métallique, tendu dans la cave, acquiert une radio-activité induite, surtout quand la porte est restée fermée pendant quelques jours ; cette radio-activité se perd progressivement, suivant une loi analogue à la loi d'extinction de la radio-activité induite par le radium.

M. LAMOTTE.

H. MACHE. — Ueber die in Gasteiner Wasser enthaltene radioaktive Emanation (Emanation radio-active contenue dans l'eau de Gastein). — P. 441.

L'activité de l'émanation dissoute dans l'eau suit la même loi d'extinction que celle du radium. L'activité induite se comporte aussi comme l'activité induite par le radium.

L'eau des conduites de Vienne renferme une émanation analogue à celle de l'eau de Gastein, mais en quantité 1.000 fois environ plus petite.

M. LAMOTTE.

A. GOCKEL. — Radioaktive Emanationen in der Atmosphäre (Emanations radio-actives dans l'atmosphère). — P. 591.

Les mesures effectuées par la méthode d'Elster et Geitel ont donné en moyenne pour la quantité d'émanation contenue dans l'atmosphère, à Fribourg, en Suisse, A = 84 (en unités arbitraires); c'est quatre fois et demie plus que n'ont trouvé Elster et Geitel à Wolfenbüttel. A Arosa, A = 91 (Saake); dans le Hochland bavarois, A = 137 (Elster et Geitel); dans l'île de Juist, A = 6 (*id.*). Il semble donc que A croisse quand on s'éloigne de la mer du Nord vers les Alpes. Le rapport entre le maximum et le minimum, 17 : 1, est à peu près le même qu'à Wolfenbüttel, si on laisse de côté les valeurs très grandes (A = 420) observées pendant le föhn.

La marche diurne semble simplement périodique. La température, l'humidité, le vent ou la nébulosité n'influent pas d'une manière régulière sur les valeurs de A.

D'après l'auteur, la plus grande partie de l'émanation contenue dans l'atmosphère proviendrait des couches supérieures.

M. Lamotte.

A. GOCKEL. — Ueber in Thermalquellen enthaltene radioaktive Emanation (Emanation radio-active dans les eaux thermales). — P. 594.

Les eaux de Tarasp, de Leuk, de Baden (Argovie) sont faiblement radio-actives. Les gaz dégagés de la source Verena, à Baden, sont très actifs. Cette activité est due à la présence d'une émanation, car les gaz sont susceptibles de communiquer aux métaux l'activité induite.

M. Lamotte.

E.-F. BURTON. — Ueber ein aus Rohpetroleum gewonnenes radio aktives Gas (Gaz radioactif extrait du pétrole brut). — P. 511.

D'après la loi d'extinction de la radio-activité induite par ce gaz, qui est la même que pour la radio-activité induite par le radium, ce gaz serait analogue, sinon identique, à l'émanation du radium.

Il semble que le pétrole brut renferme aussi des traces d'un élément radio-actif plus stable que l'émanation du radium.

M. Lamotte.

W. SEITZ. — Methode zur Bestimmung der Intensität der β Strahlen, sowie einige Messungen ihrer Absorbierbarkeit (Méthode pour déterminer l'intensité des rayons β ; mesure de leur absorption). — P. 395.

Une plaque métallique suspendue dans un vase de verre où on a fait le vide reçoit les rayons β à travers une fenêtre recouverte d'une feuille d'aluminium battu. L'intensité des rayons est mesurée par la charge négative que reçoit la plaque.

Cette méthode se prête bien en particulier à la mesure de l'absorption : il suffit d'introduire la substance absorbante entre la matière active et la fenêtre.

Par suite de l'hétérogénéité des rayons, le coefficient d'absorption décroît quand l'épaisseur de la couche absorbante augmente. Dans une première approximation, l'absorption est la même pour des masses égales réparties sur des surfaces égales. Les éléments chimiques absorbent d'autant plus, toutes choses égales d'ailleurs, que leur poids atomique est plus grand.

M. Lamotte.

J. PASCHEN. — Ueber eine von den Kathodenstrahlen des Radiums in Metallen erzeugte Sekundärstrahlung (Rayonnement secondaire produit dans les métaux par les rayons cathodiques qu'émet le radium). — P. 502.

H. BECQUEREL. — Ueber die von der Strahlung radioaktiver Körper hervorgerufene sekundäre Strahlung (Emission secondaire provoquée par les rayons des corps radio-actifs). — P. 561.

M. Paschen décrit un certain nombre d'expériences radiographiques démontrant l'existence de l'émission secondaire. M. Becquerel rappelle qu'il a effectué antérieurement des expériences analogues et signalé les mêmes résultats.

M. Lamotte.

F. PASCHEN. — Ueber die γ Strahlen des Radiums (Sur les rayons γ du radium). P. 563.

Les rayons γ transportent de l'électricité négative : ils ne sont pas déviés d'une manière appréciable par un champ magnétique, ni par un champ électrique. D'après cela, le rapport $\frac{e}{m}$ de leur masse élec-

trique à leur masse mécanique doit être inférieur à 10^3 pour les rayons β, $\frac{e}{m} = 10^7$). Leur masse mécanique étant aussi grande, l'énergie d'un électron dans un rayon γ doit être très grande. D'après la quantité de chaleur dégagée par le radium sous forme de rayons γ, on peut estimer que l'énergie transportée par ceux-ci est au moins de 3,83 . 10^{16} ergs par coulomb, c'est-à-dire plus de 3.000 fois plus grande que celle des rayons β. Nous ne pouvons percevoir cette énergie que dans les milieux où ces rayons sont absorbés.

M. Lamotte.

E. DORN et F. WALLSTABLE. — Physiologische Wirkungen der Radiumemanation (Actions physiologiques de l'émanation du radium). — P. 568.

L'ingestion d'eau chargée d'émanation n'a exercé aucune influence sur des lapins.

Chez des souris, l'inspiration prolongée (pendant deux semaines) a provoqué la congestion pulmonaire accompagnée d'hémorragies.

M. Lamotte.

J. HARTMANN. — Ueber das Specktrum des Emaniumlichtes (Spectre d'émission de l'émanium). — P. 570.

Ce spectre se compose essentiellement de trois lignes brillantes. La longueur d'onde correspondant à la ligne la plus réfrangible est de 488,54 μμ ; pour les autres, plus faibles, la longueur d'onde n'a pu être mesurée avec certitude : elle est voisine de 530 et 590,9 μμ respectivement. Ces lignes ne paraissent appartenir à aucun spectre connu.

M. Lamotte.

J. ELSTER et H. GEITEL. — Ueber die Aufnahme von Radiumemanation durch den menschlichen Körper (Absorption de l'émanation du radium par le corps humain). — P. 729.

L'air expiré ne possède pas normalement une conductivité supérieure à celle de l'air atmosphérique. Mais une augmentation de conductivité s'observe quand le sujet a séjourné dans des salles renfermant du radium. D'après la loi d'extinction de l'activité induite par cet air, elle paraît due à l'émanation du radium.

M. Lamotte.

Căcilia BOEHM-WENDT. — Ueber die Ionisation verschiedener Gase und Dämpfe durch Poloniumstrahlen (Ionisation produite par les rayons du polonium dans quelques gaz et vapeurs.). — P. 50.

L'intensité du courant de saturation est sensiblement la même pour les divers gaz et vapeurs (air, gaz de l'éclairage, CO^2, toluène, chloroforme, benzène, éther, CS^2), quand l'absorption des rayons est complète.

M. Lamotte.

C. LIEBENOW. — Notiz über die Radiummenge der Erde (Sur la quantité de radium contenue dans le globe). — P. 625.

La présence de $2 . 10^{14}$ grammes de radium dans la Terre, soit, en les supposant uniformément répartis, 1/5000e de milligramme par mètre cube, suffirait à assurer la constance de la température à l'intérieur du globe.

M. Lamotte.

E. BOSE. — Kinetische Theorie und Radio aktivität (Théorie cinétique et radio-activité). — I, p. 356 ; II, p. 731.

A.-H. BUCHERER. — Zur Thermodynamik der radioaktiven Vorgänge (Thermodynamique des substances radioactives). — P. 730.

De ce que l'émission du radium est indépendante de la température, M. Bose conclut, d'après les principes de la théorie cinétique, que l'énergie interne de l'atome doit être indépendante de la température. Une autre raison d'admettre cette invariabilité est la constance du coefficient d'extinction de l'activité de l'émanation.

M. Bucherer ne trouve pas ces raisons suffisantes tant qu'on ne connaît pas le rapport des deux chaleurs spécifiques de l'émanation. Il porte à penser plutôt que l'énergie interne de l'atome n'est pas indépendante de la température. En effet, quand l'atome de l'émanation se dissocie, il existe au moins une forme isothermique de cette dissociation pour laquelle le travail est maximum. Si le rayonnement se produit sans frottement, le travail réversible W se composera pour la plus grande part d'un accroissement de l'énergie potentielle des masses électromagnétiques, et de l'énergie potentielle des masses

électriques séparées. Des expériences actuellement connues, on peut inférer que, même dans cette émission libre, il y a un dégagement de chaleur réversible q. Donc, à température constante T,

$$q = -T\frac{dW}{dT}.$$

L' « affinité » de la réaction devrait diminuer quand la température s'élève, autrement dit la vitesse des rayons diminuer, et, en fait, la pénétration des rayons diminue quand la température s'élève (Curie).

Pour que l'énergie interne soit indépendante de la température, il faut que :

$$T(W + K_1) = K_2,$$

K_1 et K_2 étant des constantes.

M. Bose réplique qu'il est très peu vraisemblable qu'une variation dans l'énergie interne de l'atome n'influe pas sur la constante d'extinction. Nous sommes conduits à considérer l'atome d'émanation comme un système instable et la constante d'extinction représente la probabilité pour que ce système se désagrège ; il est difficile que cette « instabilité » de l'atome soit indépendante de l'énergie interne.

M. Lamotte.

J.-J. TAUDIN-CHABOT. — Eine neue Radiation oder eine neue Emanation (Radiation ou émanation nouvelle). — P. 517 et 594.

Une lame de sélénium impressionne une plaque photographique : cette impression est beaucoup plus rapide quand le sélénium est traversé par un courant. L'action est notablement diminuée par l'interposition d'une feuille de papier.

M. Lamotte.

G. BERNDT. — Die Einwirkung von Selenzellen auf die photographische Platte (Action des lames de sélénium sur la plaque photographique). — P. 284.

L'auteur attribue l'effet observé par Taudin-Chabot au contact de la plaque avec le sélénium et l'aluminium servant de prise de courant.

M. Lamotte.

1. G.-C. SIMPSON. — Ueber die Ursache des normalen atmosphärischen Potentialgefälles und der negativen Erdladung (Sur l'origine du champ électrique atmosphérique normal et de la charge négative du globe). — P. 325.

2. H. EBERT. — Ueber das normale elektrische Feld der Erde (Sur le champ électrique normal du globe). — P. 449.

3. G.-C. SIMPSON. — *Id.* — P. 734.

1. M. Simpson formule un certain nombre d'objections contre la théorie du Prof. Ebert. D'après cette théorie, il faut chercher l'origine du champ électrique terrestre dans l'absorption des ions contenus dans l'air fortement ionisé qui se trouve à l'intérieur du sol, lorsque cet air traverse le sol pour se rendre dans l'atmosphère. Ces objections sont les suivantes :

Le Prof. Ebert s'appuie sur les expériences de Zeleny, d'après lesquelles l'air ionisé, quand il s'écoule à travers des canaux capillaires, sort avec une charge positive, au moins dans certaines conditions. L'air doit passer par d'étroits canaux d'une région où l'ionisation est relativement grande dans une autre région où elle est plus faible ; de plus, la durée de l'écoulement ne doit pas être assez grande pour que tous les ions aient le temps de s'éloigner. Il semble difficile que ces conditions se trouvent réalisées dans la nature.

Les expériences personnelles du Prof. Ebert ne correspondent pas aux phénomènes naturels, car la charge du gaz est obtenue seulement quand il a séjourné plusieurs heures dans un grand réservoir, condition qui ne saurait avoir son équivalent dans la nature.

Il en est de même dans l'autre expérience, où il emploie un réservoir contenant de l'air ionisé, une paroi poreuse de $2^{mm},5$ à travers laquelle il fait écouler l'air par une brusque diminution de pression de 100 millimètres.

Pour entretenir le champ normal jusqu'à la hauteur de 1.000 mètres, comme on le constate, il faudrait un courant d'air vertical dont la vitesse atteindrait 1 cm/sec, vitesse rarement atteinte et encore sur une faible étendue de la surface du globe.

Enfin, en admettant que cette théorie explique l'existence du champ au-dessus du continent, il resterait une grosse difficulté : celle d'expliquer ce champ au-dessus de l'océan.

2. Le professeur Ebert a observé effectivement que, dans la circulation même assez rapide de l'air ionisé dans les canaux capillaires,

les ions cèdent leur charge aux parois. Mais le sol renferme une émanation qui provoque la formation de nouveaux ions; et il importe peu que ce soient les ions primitifs ou ces derniers qui parviennent dans l'atmosphère.

Le séjour du gaz dans le réservoir avait simplement pour but de laisser le temps à l'air puisé dans le sol de récupérer, grâce à l'émanation, les ions qu'il avait perdus pendant son trajet dans les appareils. En fait, l'air du sol y séjourne aussi, puisqu'il en sort seulement pendant les dépressions barométriques, et il y est soumis aussi à l'action ionisante de l'émanation.

La paroi poreuse, critiquée par M. Simpson, n'est pas indispensable, pas plus que le réservoir.

L'influence de la vitesse du courant d'air a été étudiée par M. Endrös, en faisant circuler le gaz dans des tubes remplis de roche active (clévéite). Pour obtenir une électrisation négative de la roche, il faut faire circuler l'air d'autant plus lentement que l'épaisseur traversée est plus grande ; il est probable qu'il en est de même dans la nature, et que, grâce à l'épaisseur des couches terrestres, les vitesses de diffusion les plus favorables à l'électrisation sont les vitesses faibles, telles qu'elles répondent aux oscillations du baromètre.

Quant à la vitesse des courants d'air ascendants, elle atteint le plus souvent 10 cm/sec et jusqu'à 600 cm/sec.

Sur le champ électrique au-dessus de l'océan, nous n'avons actuellement aucune donnée expérimentale. Rien n'empêche de supposer que ce champ soit dû à l'influence des masses d'air entraînées par les vents ; il est assez vraisemblable aussi que l'eau de l'océan renferme des substances radio-actives.

3. M. Simpson n'est pas convaincu que la vitesse des courants ascendants soit aussi grande, en temps normal, que ne l'admet M. Ebert, et il ne lui paraît pas que le phénomène invoqué par ce dernier suffise à expliquer le champ terrestre. Il calcule qu'il serait nécessaire, dans ce cas, que le baromètre oscille de 17 millimètres par jour pour que l'atmosphère reçoive du sol la quantité d'électricité nécessaire.

M. Lamotte.

J. BLAAS et P. CZERMAK. — Ueber auffallende, durch die photographische Platte erkennbare Erscheinungen (Phénomènes curieux décelés par la plaque photographique). — P. 363.

FR. STREINTZ. — Ueber die Wirkung einiger elektropositiver Metalle au Iodkalium (Action de quelques métaux électro-positifs sur l'iodure de potassium). — P. 736.

Un certain nombre de substances, telles que le papier (en particulier le papier à pâte de bois), le bois, la paille, le cuir, etc., quand ils ont été exposés au soleil, impressionnent une plaque photographique mise en contact avec elles. Le zinc possède la même propriété sans avoir été insolé.

Ces substances paraissent émettre un rayonnement diffus, susceptible de se réfléchir. Elles agissent aussi sur le papier ioduré, ce qui fait attribuer le phénomène à l'occlusion de l'ozone. (Blaas et Czermak.)

D'après M. Streintz, l'action du papier insolé et celle du zinc ont des causes différentes. Le magnésium, l'aluminium, agissent comme le zinc sur le papier ioduré. Il s'agit probablement d'un effet électrolytique, et en fait les métaux actifs sont ceux dont la tension de dissolution électrolytique est la plus forte.

M. LAMOTTE.

H. BAUMHAUER. — Beobachtungen über das Leuchten des Sidot-Blendeschirms (Observation sur la luminescence de la blende de Sidot). — P. 289.

La luminescence de la blende recouvrant un écran peut être provoquée par des causes très diverses : un pli, une pression, un frottement par un corps dur, ou encore par un léger dépôt d'humidité, obtenu, par exemple, en soufflant sur l'écran. Un courant d'air ou le voisinage d'un corps chaud n'a aucun effet. Mais l'écran s'illumine fortement dans un courant de vapeur d'eau ou bien quand on le plonge dans l'eau chaude et le retire aussitôt, ou encore quand on lance contre sa surface un jet d'eau pulvérisée.

L'effet de l'haleine est particulièrement propre à provoquer des erreurs quand on veut faire des observations sur la radio-activité et qu'involontairement on s'approche beaucoup de l'écran.

M. LAMOTTE.

E. BOSE. — Ueber die chemische Wirkung der Kathodenstrahlen (Action chimique des rayons cathodiques). — P. 329.

La surface d'une dissolution de potasse chaude a été longtemps exposée aux rayons cathodiques. Il s'est formé de l'hydrogène par réduction de la potasse et en outre du gaz tonnant provenant de la décomposition de la vapeur d'eau. Ce dernier a été éliminé par explosion, et le volume d'hydrogène restant a pu être mesuré. D'autre part, on mesure dans un voltamètre à hydrogène la quantité d'électricité qui a traversé l'électrolyte. Si la réduction de la potasse est un phénomène purement électrolytique obéissant à la loi de Faraday, les deux volumes d'hydrogène doivent être égaux. En fait, le volume recueilli dans le récipient raréfié est toujours beaucoup plus grand, de dix à trente fois, que celui obtenu dans le voltamètre. Il se produit donc un phénomène autre que l'électrolyse. La décomposition doit être produite aux dépens de l'énergie cinétique des rayons cathodiques : l'hydrogène apparaît seul parce que l'oxygène reste dissous. On recueille de l'oxygène seulement dans les expériences de longue durée.

M. Lamotte.

ONDES ÉLECTRIQUES.

L. HEATHCOTE WALTER. — Ein neuer messender Detektor für elektrische Wellen (Nouveau détecteur d'ondes électriques mesurant l'intensité). — P. 269.

Le principe de l'appareil consiste à utiliser l'augmentation énorme de l'hystérésis d'un morceau de fer ou d'acier placé dans un champ tournant.

Une bobine de fil d'acier est placée dans un champ tournant; dans cette bobine on fait passer les oscillations électriques, qui provoquent une aimantation circulaire oscillante du fil. La bobine est montée sur rubis et un ressort de rappel l'empêche de suivre la rotation du champ. Le fil est enroulé double de façon à réduire autant que possible la self-induction. Pour amortir les oscillations, on a noyé la bobine dans du pétrole ou de l'huile minérale épaisse.

Pour les mesures de laboratoire, le champ est produit par un aimant permanent et on mesure les déviations par la méthode

optique. Quand on fait tourner le champ, la bobine est déviée par suite de l'hystérésis normale et se fixe dans une certaine position qu'on peut prendre pour zéro. Si on lance les oscillations dans la bobine, il se produit une nouvelle déviation dans le même sens que la première, et qui s'annule aussitôt que les oscillations cessent.

La sensibilité dépend des dimensions de la bobine et du fil. Au lieu d'être introduite directement dans le circuit des oscillations, la bobine peut être fermée sur elle-même et placée à l'intérieur d'un enroulement primaire faisant partie de ce circuit.

L'instrument peut servir de récepteur pour la télégraphie sans fil; les mouvements de la bobine peuvent être enregistrés par tout système de relais, en particulier par un siphon-recorder.

M. Lamotte.

J. HARDEN. — Beitrag zur Kenntniss der Wirkungsweise des Kohärers (Contribution à l'étude du cohéreur). — P. 626.

Un cohéreur à contact unique est enfermé dans un tube de verre où l'air est raréfié, de façon à obtenir le maximum de conductibilité. Ce cohéreur fait partie d'un circuit renfermant une pile et un galvanomètre; en outre, l'un de ses pôles est relié à une antenne, l'autre au sol. Le galvanomètre reste au zéro tant qu'aucune onde électrique ne frappe l'antenne. Dès que des ondes parviennent à celle-ci, il se produit une déviation qui dure tant que durent les ondes elles-mêmes, puis elle s'annule, sans qu'il soit nécessaire de secouer le tube. La différence de potentiel entre l'antenne et le sol a donc produit une décharge entre les deux pôles du cohéreur et provoqué ainsi la conductibilité de l'air. M. Lamotte.

O. NUSSBAUMER. — Kurzer Bericht über Versuche zur Uebertragung von Tönen mittels elektrischer Wellen (Courte notice sur des essais de transmission des sons par l'intermédiaire des ondes électriques). — P. 796.

Les courants alternatifs produits par un arc chantant sont envoyés dans le primaire d'une bobine d'induction; dans le secondaire, on obtient un flux d'étincelles qui répète le son de l'arc. En utilisant ce système pour charger le condensateur d'un transmetteur de Braun, on parvient à transmettre les sons par les ondes électriques.

M. Lamotte.

TÉLÉGRAPHIE HERTZIENNE.

M. REICH. — Einige Beobachtungen an Schlömilch-Wellendetektor für drahtlose Telegraphie (Observations sur le détecteur d'ondes de Schlömilch pour la télégraphie hertzienne). — P. 338.

Ce détecteur est un petit voltamètre où plongent dans de l'eau acidulée des électrodes d'or ou de platine. On fait passer dans ce voltamètre un courant faible, juste suffisant pour produire un léger dégagement de gaz sur les électrodes. Dès que des ondes électriques tombent sur le système, le courant augmente d'intensité d'autant plus que la surface de l'anode est plus petite; on obtient cette anode en étirant un fil de platine scellé dans un tube de verre.

L'auteur a enregistré dans un oscillographe les courants qui se produisent dans le détecteur quand il reçoit les ondes, et il conclut que l'effet est dû à une dépolarisation de l'anode. M. Lamotte.

G. SEIBT. — Ueber den Zusammenhang zwischen dem direkt und dem induktiv gekoppelten Sendersystem für drahtlose Telegraphie (Relation entre les transmetteurs à couplage direct et à couplage par induction dans la télégraphie hertzienne). — P. 452.

On peut passer de l'un à l'autre en supposant que, dans le transmetteur par induction, les deux bobines sont enroulées sur le même noyau, ont le même nombre de spires et le même pas. Elles se trouvent alors dans le même champ, et rien n'empêche de supprimer l'isolant qui les sépare ; cette suppression n'entraîne aucune modification dans la répartition des intensités de courant ou des potentiels.

En théorie, le couplage par induction a l'avantage de permettre une liaison plus étroite et par suite un meilleur rendement ; mais, par contre, il est plus difficile de régler la résonance.

J. ZENNECK. — Bemerkung zu der Arbeit von Herrn G. Seibt, etc. (Remarque sur le travail de M. G. Seibt, etc). — P. 375.

G. SEIBT. — Ueber den Zusammenhang... etc. — P. 627.

J. ZENNECK. — *Id.* — P. 811.

Discussion de priorité. M. Lamotte.

T. VI ; 1905

J. GEEST. — **Ueber die Doppelbrechung von Natriumdampf im magnetischen Felde (Double réfraction de la vapeur de sodium dans le champ magnétique).** — P. 166-172.

La lumière polarisée par un nicol orienté à 45° des lignes de force du champ traverse un compensateur de Babinet à arête horizontale dont les prismes sont immobilisés, puis une flamme de sodium, un second nicol croisé avec le premier, et tombe sur la fente d'un spectrographe où se projette l'image du compensateur.

L'emploi d'une flamme contenant peu de sodium a permis de suivre les phénomènes jusqu'au voisinage immédiat des raies D. En l'absence du champ magnétique, on voit des franges à peu près horizontales ; quand on excite le champ, les franges se déforment, et le déplacement du milieu de chaque frange mesure, en chaque point, la double réfraction qui s'y produit.

L'auteur a constaté que l'aspect du phénomène est celui que permettent de prévoir les formules de Voigt [1] dans les conditions où l'on obtient un quadruplet, un sextuplet et un triplet ; il a pu utiliser ses mesures pour calculer les constantes de milieu ε et c de la théorie de Voigt, et aussi le coefficient g de la théorie de Lorentz [2], qui désigne l'amortissement des vibrations des ions. Il indique

$$\varepsilon = 0{,}2 \times 10^{-6}, \qquad c = 0{,}2 \times 10^{-23}, \qquad g = 6{,}4 \times 10^{-17}.$$

P. Lugol.

S. NAKAMURA. — **Ueber die Dispersion der optischen Symmetrieachse in durchischtigen inaktiven monoklinischen Krystall (Dispersion des axes de symétrie optique dans les cristaux transparents monocliniques inactifs).** — P. 172-174.

Pour expliquer les phénomènes présentés par ces cristaux, on admet qu'ils puissent contenir des électrons de plusieurs espèces, et on cherche la direction de la force magnétique dans une onde plane se propageant parallèlement à l'axe cristallographique b avec

(1) *Wied. Ann.*, t. LXVII, p. 345 ; 1899 ; et LXVIII, p. 309 ; 1899.
(2) *Congrès de Physique de Paris*, t. III, p. 1 ; 1900.

une vitesse ω. Cette direction est donnée par l'angle φ qu'elle fait avec l'axe des x, et se trouve reliée à la longueur d'onde par une relation dépendant du nombre des espèces d'électrons contenus dans le cristal; les observations faites sur le gypse indiquent qu'il doit y en avoir deux espèces dans ce cristal.

P. LUGOL.

CL. HESS. — Notiz ueber Leuchtendmachen evakirter Röhren durch Reibung (Note sur l'illumination des tubes vides par le frottement). — P. 200-201.

On peut faire apparaître une lueur dans toute espèce de tubes vides (tubes de Crookes, de Geissler, lampes à incandescence, tubes barométriques) en les frottant légèrement avec le doigt; la première lueur paraît au bout d'un temps variable avec les conditions du tube ou de la main ; mais, lorsqu'elle s'est montrée une fois, le plus léger contact du doigt la fait réapparaître. Dans les tubes de Geissler, on aperçoit un petit nuage lumineux à l'endroit où est posé le doigt ; ce nuage suit le doigt avec un peu de retard; dans les tubes de Röntgen qui montrent une forte fluorescence, le tube devient lumineux sur tout son pourtour ; il semble qu'un cylindre lumineux creux se déplace avec le doigt. Les tubes larges frottés avec la main entière ou tout autre frottoir, en donnant un rapide mouvement de va-et-vient, deviennent assez lumineux pour éclairer les objets autour d'eux dans la chambre noire, et la couleur du gaz enfermé dans le tube commence à apparaître. La sensibilité des tubes de Geissler et des tubes à haut degré de vide est très grande; le simple frottement d'un pinceau fin suffit à les faire briller ; les lampes à incandescence sont moins sensibles.

L'auteur attribue les phénomènes à l'ionisation du gaz provoquée par les premiers frottements de longue durée. Si les électrons négatifs rencontrent d'assez grandes masses de particules gazeuses, la luminescence reste localisée; mais, si le vide est bon, ils trouvent en plus grande abondance, en arrivant sur la paroi, les ions positifs, et les parois paraissent plus brillantes que l'intérieur. L'aspect du phénomène peut fournir des renseignements sur le degré de vide.

P. LUGOL.

R.-A. HOUSTOUN. — Ueber die Wirkung einer Oberflächenschicht bei Totalreflexion (Influence d'une couche superficielle sur la réflexion totale). — P. 208-216.

En observant la réflexion totale sur une très ancienne plaque de verre, on a constaté entre les composantes parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence de la lumière une différence de phase n'obéissant pas à la loi de Fresnel-Neumann, mais cadrant très bien avec la formule que l'on établit en admettant l'existence d'une couche superficielle d'épaisseur petite par rapport à la longueur d'onde.

L'auteur a vérifié numériquement cette formule avec des couches de collodion et d'iodure d'argent déposées sur la face hypoténuse d'un prisme de verre isocèle et rectangle.

Dans le cas d'une couche d'argent en lumière jaune (couche absorbante), il a constaté un écart assez grand entre la formule et l'expérience pour une épaisseur égale à 1/20 de la longueur d'onde de la lumière, vraisemblablement à cause de l'hétérogénéité de la couche, que la théorie suppose homogène.

L'étude de la couche superficielle naturelle formée avec le temps sur le verre a été faite sur deux parallélipipèdes de Fresnel, donnant lieu à quatre réflexions totales; l'accord entre la théorie et l'expérience n'a pas été très satisfaisant, mais les expériences faites avec un compensateur de Babinet, comme mesureur des différences de phase, ont permis de vérifier indirectement la théorie de Voigt, d'après laquelle une onde lumineuse, se propageant dans le quartz, se décompose en deux vibrations elliptiques de rotation contraire, de très grande excentricité, et dont les grands axes sont rectangulaires.

P. Lugol.

Franz FISCHER. — Ueber die Wirkung ultravioletten Lichtes auf Glas (Action de la lumière ultra-violette sur le verre). — P. 216.

Quatre sortes de verre contenant du manganèse ont montré une coloration violette après une exposition de douze heures au rayonnement d'un arc au mercure à ampoule de quartz. Quatre autres sortes dépourvues de manganèse sont restées inaltérées. La coloration disparaît quand on chauffe les tubes au voisinage du point de ramol-

lissement ; une nouvelle exposition, quand ils sont refroidis, la fait réapparaître. Sir W. Crookes a récemment signalé le fait qu'un verre manganésifère exposé à la lumière solaire à Uyni (Bolivie), à 4.000 mètres d'altitude environ, s'est également coloré peu à peu en violet. La coloration est attribuée à la transformation par la lumière d'un mélange de silicates ferrique et manganeux en silicates ferreux et manganique.

P. Lugol.

Clemens SCHAEFER. — Lichtelektrische Versuche an Elektrolytoberflächen (Recherches photo-électriques à la surface des électrolytes). — P. 265-267.

Lenard a montré qu'on doit rapporter à l'émission de rayons cathodiques la décharge par les radiations ultra-violettes des métaux électrisés négativement. Bose a montré que, dans les tubes à vide, les électrolytes utilisés comme cathodes émettent des rayons cathodiques; l'auteur n'a pu cependant constater aucun effet photo-électrique sur des électrolytes chargés négativement. Il donne de cet insuccès des raisons fondées sur la théorie des électrons.

P. Lugol.

K. HONDA, Y. YOSHIDA, T. TERADA. — Sur les ondulations secondaires de la marée océanique. — *Tokio Sugaku-Butsurigakkwai Kiji-Gaiyo*, vol. II, n° 16.

Ces ondulations ont été étudiées à l'aide du marégraphe enregistreur dans 26 stations : 20 sur l'océan Pacifique et 6 sur la mer du Japon. Elles sont particulièrement nettes dans les baies profondes dont la largeur diminue graduellement de l'embouchure vers l'intérieur (golfe d'Ofunato).

Les observateurs ont constaté que, pour une même baie, les phases de l'ondulation prédominante sont les mêmes à chaque instant en différents points de cette baie, et que sa période est fort bien fournie par la relation :

$$T = \frac{4L}{\sqrt{g \cdot h}},$$

où L est la longueur de la baie mesurée normalement à son contour h, sa profondeur moyenne, et g, l'accélération de la pesanteur.

De ces deux résultats, les auteurs concluent qu'une telle baie se comporte, par rapport aux vagues régulières et de périodes diverses qui lui viennent du large, comme le fait un résonateur relativement à des sons variés et simultanés. Il y aura renforcement de l'ondulation qui correspond à sa vibration fondamentale dont la période est précisément donnée par la formule précédente, ainsi qu'il est établi théoriquement à la fin du mémoire.

A. PONT.

T. TERADA. — Note sur la boîte de résonance.
Tokio Sugaku-Butsurigakkwai Kiji-Gaiyo, vol. II, n° 16.

On a constaté qu'il y avait amélioration de la résonance :

1° Quand, la longueur de la caisse étant plus petite que celle qui donne le renforcement maximum, on approche une feuille de carton jusqu'à une distance déterminée de l'ouverture ;

2° Si l'une des notes que peuvent donner les parois de sapin en vibrant transversalement est à peu près la même que celle du diapason à renforcer.

Le problème est ensuite traité théoriquement par la méthode de lord Rayleigh. Les résultats calculés s'accordent bien avec ceux de l'expérience, quand la plaque de carton n'est pas trop près de l'ouverture. A. PONT.

T. TERADA. — Sur les vibrations capillaires produites par un jet d'air fin dans le mercure. — *Tokio Sugaku-Butsurigakkwai Kiji-Gaiyo* (*Société physico-mathématique de Tokio*), vol. II, n° 11.

Un tube de verre vertical, conique, a son extrémité cylindrique fine légèrement plongée dans un bain circulaire de mercure propre. Si on envoie, par ce tube, un jet d'air sous pression constante, on obtient un son musical, pour une pression convenable et un enfoncement particulier correspondant du bec du tube.

La relation suivante permet de synthétiser assez bien les résultats :

$$n = C - Kd - K'p,$$

où n représente le nombre de vibrations du son à la seconde ; d, l'enfoncement du bec au-dessous du niveau général ; p, la pression; C,

K, K′ sont des quantités positives à peu près constantes pour un même tube.

L'explication qualitative du phénomène est simple : la pression de l'air croît, en déprimant le ménisque de mercure, jusqu'à ce qu'elle équilibre la somme des pressions hydrostatique et capillaire ; si elle dépasse cette valeur, une bouffée d'air s'échappe, la pression intérieure est momentanément diminuée, le liquide remonte et le phénomène recommence, etc...

Le mercure joue donc le rôle d'une sorte de lèvre vibrante, d'où la note entendue.

La théorie mathématique rigoureuse de cette expérience dépassan nos moyens d'analyse, l'auteur traite seulement le cas où, en vibrant, la membrane superficielle de mercure s'écarte infiniment peu de sa position d'équilibre ; il trouve :

$$n_1 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{T\pi + \frac{\pi\rho g R^2}{6}}{\frac{8\rho R^3}{3}}};$$

où T est la tension superficielle du mercure ; R, le rayon du ménisque de mercure ; ρ, la densité du liquide.

D'autre part, la fréquence est donnée aussi par :

$$n_2 = \sqrt{\frac{2T\pi + \frac{\rho g}{2\pi}\lambda^2}{\rho\lambda^3}}.$$

où λ est la longueur d'onde des vibrations du mercure mesurable au compas.

La concordance entre n_1 et n_2 est satisfaisante quand l'épaisseur de la lance est faible devant R, ce qui justifie la première formule.

L'auteur termine la partie importante de son étude en signalant l'existence, pour un son fondamental, de plusieurs harmoniques, qu'il explique en assimilant le ménisque vibrant à une membrane circulaire à bords fixés. A. Pont.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LE TOME IV

DE LA 4e SÉRIE.

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le volume ; le second désigne la page.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DU TOME IV DE LA 4e SÉRIE.

Généralités. — Métrologie. — Mécanique et Pesanteur.

Physique moléculaire.

Chaleur et Thermodynamique. — Physico-Chimie.

Kohlrausch. Solubilité de quelques sels peu solubles dans l'eau à 150°, IV, 633. — *Fredenhagen.* Théorie générale des constantes de dissolution, IV, 795, 796.

Knopp. Solubilité de l'hydrogène et du protoxyde d'azote dans les solutions aqueuses, IV, 60. — *Hantzch.* Vitesses d'absorption entre corps solides et gazeux, IV, 61. — *Richardson.* Solubilité et diffusion en solution des gaz dissociés, IV, 267. — *Geffchen.* Influences qui agissent sur la solubilité des gaz, IV, 371. — *Cassuto.* Solubilité des gaz dans les liquides, IV, 810.

Solutions colloïdales. — *Beckhold.* Précipitation des suspensions ou des colloïdes et agglutination des bactéries, IV, 62. — *Duclaux.* Solutions colloïdales, IV, 140. — *Henri* et *Mayer. Id.*, IV, 141, 242. — *Malfitano.* Etat de la matière colloïdale, IV, 241. Conductibilité, IV, 243. — *Duclaux. Id.*, IV, 600. — *Larguier des Bancels.* Influence des électrolytes sur la précipitation mutuelle des colloïdes de signe électrique opposé, IV, 603. — *Kholodny.* Densité de l'argent colloïdal, IV, 640.

Thermodynamique des dissolutions. — *De Berkeley* et *Hartley.* Mesure directe de fortes pressions osmotiques, IV, 287.

Marie. Ébullioscopie de mélanges de liquides volatils, IV, 236. — *Eykman.* Appareil ébullioscopique, IV, 377.

Guinchant et *Chrétien.* Cryoscopie de dissolution dans le sulfure d'antimoine, IV, 157. — *Lespiau.* Cryoscopie dans l'acide cyanhydrique, IV, 593. — *H. Jahn.* Cryoscopie de solutions d'électrolytes fortement dissociés, IV, 628.

Alliages. — *Roozeboom.* Amalgames d'étain, IV, 32. — *Van Laar.* Courbes de fusion d'alliages solides et d'amalgames, IV, 32. — *Boudouard.* Alliages de zinc et de magnésium, IV, 233. — *Charpy* et *Grenet.* Température de transformation des aciers, IV, 238. — *Matthey.* Etalons de plaques constants pour l'essai de l'argent, IV, 270. — *Pélabon.* Mélange de sulfures et arséniures avec les métaux correspondants, IV, 382. — *Emaey.* Le volume spécifique considéré comme caractère de combinaison chimique des alliages, IV, 629.

Propagation de la chaleur. — *Boussinesq.* Pouvoir refroidissant d'un courant fluide, IV, 154. — *Georgievsky.* Conductibilité thermique de quelques mauvais conducteurs, IV, 641.

Acoustique.

Mouvement vibratoire en général. — *Carman.* Modèle de mouvement vibratoire, IV, 75. — *Peiser.* Figures acoustiques, IV, 123. — *Porter.* Renforcement mécanique des sons, IV, 266. — *Bronson.* Vibrations transversales des ressorts en hélice, IV, 295. — *Rubens.* Démonstration des ondes acoustiques stationnaires à l'aide de flammes manométriques, IV, 314. — *Schmidt.* Appareil de démonstration des ondes stationnaires, IV, 467. — *Kapzov.* Forces de pression des ondes qui se propagent sur une surface liquide, IV, 786. — *Rubens* et *Krigar-Menzel.* Tubes à flammes pour expériences d'acoustique, IV, 787. — *Krigar-Menzel. Id.*, IV, 315. — *Malagoli.* Composition d'un mouvement vibratoire et d'un mouvement rectiligne, IV, 812. — *Terada.* Vibrations capillaires produites par un jet d'air dans le mercure, IV, 915.

Propagation du son. — *Sturm.* Formule de Kirchhoff pour la vitesse dans les tuyaux, IV, 127. — *Sieveking* et *A. Behm.* Recherches acoustiques, IV, 450. — *Violle* et *Vautier.* Propagation des sons musicaux dans un tuyau, IV, 599.

PRODUCTION DU SON. — *Fiorentino*. Propriétés microphoniques des jets gazeux, IV, 306. — *Hensen*. Transformation des condensations périodiques de masse en mouvement ayant un effet acoustique, IV, 776. — *Terada*. Boîte de résonance, IV, 915.

ACOUSTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Marage*. Audition, IV, 146. Sensibilité de l'oreille physiologique pour certaines voyelles, IV, 582. — *Bard*. Vibrations musculaires et sens de propagation des ondes sonores, IV, 236.

Optique. — Radiations.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE. — *Chabrié*. Appareil optique à forts grossissements, IV, 142. — *Richtey*. Essai des miroirs optiques, IV, 214. — *Burch*. Lentilles cylindriques, IV, 282. — *Taudin-Chabot* Réflexion sur une surface courbe naturelle, IV, 453. — *Bergel*. Visée de larges surfaces de mercure, IV, 581. — *Lœwy*. Précautions à prendre dans les recherches de haute précision, IV, 588. — *Boussinesq*. Construction des rayons lumineux pénétrant par une surface plane dans un milieu opaque homogène, IV, 592. — *Prytz*. Détermination microscopique de la position d'une surface réfléchissante, IV, 774.

Thovert. Profondeur de champ et foyer des objectifs photographiques, IV, 233. — *Millochau*. Nouveau système de micromètre, IV, 236. — *Haudié*. Grossissement et champ des lunettes, IV, 699.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Polack*. Phénomène d'adaptation rétinienne dans la vision des couleurs faibles, IV, 243. — *Hastings*. Imperfections de l'œil humain, IV, 578. — *Goldhammer*. Sensibilité de l'œil aux couleurs, IV, 771. — *Grünberg*. Equation des couleurs à l'aide des trois sensations fondamentales, IV, 789. — *Violle* et *Berthier*. Stéréoscopie sans stéréoscope, IV, 237. — *Helbronner*. Téléstéréoscope, IV, 241.

OPTIQUE PHYSIQUE. — INTERFÉRENCES. — *Mac Clellan*. Interférences obtenues par le biprisme, IV, 577. — *Lippmann*. Interférences produites par deux miroirs perpendiculaires, IV, 579.

Pfaundler. Franges sombres dans les spectres superposés obtenus par le procédé Zenker, IV, 449. — *Lehmann*. Spectres de Lippmann du 2e et du 3e ordre, IV, 454. — *Lippmann*. Photographies en couleurs de spectres négatifs par transmission, IV, 560.

DIFFRACTION. — *Braun*. L'expérience des réseaux de Hertz avec les radiations visibles, IV, 530.

RÉFLEXION. RÉFRACTION. — *Edmunds*. Réflexions métalliques du sélénium, IV, 63. Pouvoir réflecteur du sélénium, IV, 70. — *Coblentz*. Réflexion et réfraction à la surface de séparation de deux milieux dont les courbes de dispersion se coupent, IV, 74. — *Seeliger*. Perte de lumière par réfraction, IV, 113. — *Muller* et *Kœnigsberger*. Pouvoir réflecteur du fer passif, IV, 124. — *Id. Id.*, et du fer actif, IV, 124. — *Bernoulli*. Etude optique des miroirs métalliques, IV, 124. — *Schuster*. Bandes de Talbot, IV, 260. — *Houstoun*. Couche superficielle et réflexion totale, 913.

DOUBLE RÉFRACTION. — *Quincke*. Biréfringence des gelées, IV, 130. — *Boussinesq*. Ellipsoïde d'absorption dans les cristaux translucides, IV, 586. — *Braun*. Milieux isotropes stratifiés, IV, 804.

Électricité et Magnétisme.

Mesures.

Électrotechnique. — Applications.

Électro-optique.

Cohéreurs. — Détecteurs d'onde. — Télégraphie sans fil. — *Taylor*. Résonance dans la télégraphie sans fil, IV, 66. — *Pierce*. *Id.*, IV, 76. — *Foley*. Emploi du nickel dans le détecteur d'ondes Marconi, IV, 68. — *Karpen*. Récepteur de télégraphie sans fil, IV, 147. — *Tissot*. Energie mise en jeu dans une antenne réceptrice à différentes distances, IV, 149. Période des antennes de différentes formes, IV, 237. — *Chant*. Variation de potentiel le long de l'antenne, IV, 263. — *Sella*. Sensibilité du fer aux ondes électriques, IV, 309. — *Hodson*. Propriétés du cohéreur simple, IV, 517. — *Rothmund* et *Lessing*. Détecteur d'ondes électriques, IV, 520. — *Branly*. Contrôle d'actions produites à distance par les ondes électriques, IV, 591. Appareil mécanique sans fil de ligne, IV, 604. — *Lifchitz*. Décharges disruptives et télégraphie sans fil, IV, 650. — *Dorn*. Tube à hélium comme indicateur d'ondes électriques, IV, 714. — *Blanc*. Résistances de contact, IV, 743. — *Drago*. Cohéreurs à peroxyde de plomb, IV, 813. — *Murani*. Observation sur le système radiotélégraphique de Slaby, IV, 815. — *Majorana*. Téléphonie électrique sans fil, IV, 817. — *Heathcote Walter*. Détecteur d'ondes électriques, IV, 908. — *Reich*. *Id.*, 910. — *Harden*. Cohéreur, IV, 909. — *Nussbaumer*. Essais de transmission de sons par les ondes électriques. IV, 909. — *Seibt*. Transmission dans la télégraphie sans fil, IV, 910. — *Zenneck*. Réponse, IV, 910.

Décharges et étincelles électriques. — *Boynton*. Résistance du micromètre à étincelles, IV, 76. — *Tœpler*. Projection des ondes sonores de l'étincelle, IV, 128. — *De Kowalski*. Décharge disruptive à haute tension, IV, 146. — *Gagnière*. Etincelles données par un interrupteur Wehnelt, IV, 148. — *Broca* et *Turchini*. Eclairage de haute fréquence, IV, 159. — *Shaw*. Distance explosive, IV, 284. — *Maresca*. Phénomènes thermiques des étincelles dans les liquides isolants, IV, 303. — *Woege*. Relation entre la distance explosive et la différence de potentiel, IV, 360. — *Schuh*. Décharges oscillantes de condensateurs, IV, 363. — *Amaduzzi*. Décharges d'une machine de Holtz, IV, 468. — *Tœpler*. Décharge négative en auréole, IV, 516. — *Hemsalech*. Etincelles oscillantes, IV, 596. — *Koch*. Conditions physiques d'extinction des étincelles, IV, 658. — *Warburg*. Ozonisation par décharges, IV, 791. — *Holtz*. Aigrette négative, IV, 798. — *Braun*. Mécanisme de la pulvérisation électrique, IV, 798. — *Rasch*. Décharges dans les gaz, IV, 891. — *Przibram*. Etincelles dans les liquides, IV, 888. — *Riecke* et *Stark*. Migration des ions métalliques, IV, 892.

Pacini. Décharge par effluve, IV, 804.

Décharges dans les gaz raréfiés. — *Taylor*. Variation de potentiel pendant la décharge dans les gaz raréfiés, IV, 68. — *Nutting*. Redressement du courant, IV, 72. — *Wills*. Conductibilité de la vapeur de mercure, IV, 73. — *Pellat*. Colorations d'un tube à gaz raréfié, IV, 155. — *Holborn* et *Austin*. Désintégration de la cathode, IV, 197. — *Seguy*. Relation entre la pression du gaz et la longueur d'étincelle, IV, 228. — *Leblanc*. Expérience de Cooper Hewitt sur les tubes à vide, IV, 417. — *Gercke*. Influence des parois du verre sur la décharge stratifiée dans l'H, IV, 526. — *Borgmann*. Luminescence électrique en forme de jets liquides dans les gaz raréfiés, IV, 651. — *James*. Sens et vitesse de la décharge dans les tubes, IV, 660. — *Riecke*. Raréfaction produite dans les tubes de Geissler par le courant, IV, 661, 709. — *Hess*. Illumination des tubes à vide par le frottement, IV, 912.

Rayons cathodiques. — *Villard*. Rayons cathodiques, IV, 160. — *Villard* et *Pellat*. *Id.*, IV, 227. — *Fortin*. Déviation électrostatique des rayons magnétocathodiques, IV, 160. — *Skinner*. Chute de potentiel aux électrodes dans les gaz, IV, 202. — *Leithauser*. Perte de vitesse en traversant des feuilles de métal mince,

Radioactivité.

Ionisation des gaz.

veau. Déperdition de l'électricité dans l'air au voisinage des sources thermales, IV, 235. — *Moreau.* Nouvelle catégorie d'ions, IV, 240. — *Langevin.* Recombinaison et diffusion des ions gazeux, IV, 322. — *Barus.* Noyaux de condensation produits par les rayons X, IV, 572. Couronnes dans les condensations produites dans l'air dénué de poussière, IV, 573. — *Nordmann.* Mesure de la conductibilité des diélectriques au moyen des gaz ionisés, IV, 580. — *Langevin* et *Moulin.* Enregistreur des ions de l'atmosphère, IV, 585. — *Duane.* Ionisation de l'air en présence de l'émanation du radium, IV, 589, 605. — *Borgmann.* Electrisation par l'air, IV, 649. — *Herschoun.* Expériences de cours pour démontrer les propriétés des électrons, IV, 652. — *Rebenstorff.* Noyaux de condensation dans les décharges par pointes, IV, 888. — *Guggenheimer.* Ionisation pendant la formation de l'ozone, IV, 892. — *Schmidt.* Emanation du phosphore, IV, 892. — *Lory* et *Muller.* Propriétés électriques de l'atmosphère au bord de la mer, IV, 893. — *Conrad* et *Topolansky.* Conductibilité et richesse en ozone, IV, 894. — *Ludeling.* Enregistreur de la déperdition électrique dans l'atmosphère, IV, 896.

Voir aussi, sur l'ionisation de l'air au voisinage des sources minérales, le paragraphe : **Sources de radiations actives** (au chap. *Radioactivité*).

Ionisation par les corps chauds. — *Merritt* et *Stewart.* Conductibilité causée dans les gaz raréfiés par une cathode incandescente, IV, 66. — *Moreau.* Ionisation thermique des vapeurs salines, IV, 157. — *Richardson.* Effet d'une décharge lumineuse sur l'ionisation produite par le platine chaud, IV, 202. — *Wehnelt.* Emission d'ions négatifs par les combinaisons métalliques incandescentes, IV, 354. — *Brunner.* Déperdition électrique dans l'air chauffé, IV, 526. — *Shteinberg.* Décharge thermoélectrique, IV, 653.

Langevin et *Bloch.* Conductivité des gaz issus des flammes, IV, 240. — *Bloch. Id.*, IV, 600, 760. — *Massoulier.* Ionisation des flammes, IV, 584.

Météorologie et physique cosmique.

Physique de l'atmosphère. — *Teisserenc de Bort.* Décroissance de la température avec la hauteur, IV, 139, 587. — *Brunhes.* Rôle de la force centrifuge composée dans la détermination du sens de la rotation des cyclones, IV, 154. — *Pacini.* Comparaison entre les radiations actiniques et thermiques du sol à Castelfranco, IV, 808.

Magnétisme terrestre. — *Chree.* Taches solaires et magnétisme terrestre, IV, 275. — *Nippoldt.* Phénomènes simultanés dans l'activité solaire et le magnétisme terrestre, IV, 459. — *Moureaux.* Valeur absolue des éléments magnétiques au 1er janvier 1904, IV, 138. — *Id., id.*, au 1er janvier 1905, IV, 583. — *David.* Stabilité de la direction d'aimantation de quelques roches volcaniques, IV, 139. — *Mathias.* Exploration magnétique du gouffre de Padirac, IV, 231. — *Agamennone.* L'histoire du magnétisme terrestre, IV, 310. — *Schmidt.* Valeur des éléments magnétiques terrestres à Postdam, en 1902 et 1903, IV, 522. En 1904, IV, 799.

Electricité atmosphérique. — *Turpain.* Observation et enregistrement automatique des orages, IV, 512. — *Touchet.* Photographie d'éclair, IV, 595. — *Simpson.* Origine de la charge négative du globe, IV, 905. — *H. Ebert, Id.*, IV, 905.

Physique terrestre. — *Lippmann.* Action du magnétisme sur une tige d'acier invar destinée à un pendule géodésique, IV, 153. Vitesse de propagation des tremblements de terre, IV, 239. — *Koch.* Mesures relatives de la pesanteur dans le Wurtemberg, IV, 392. — *De Sparre* et *Fouché.* Déviation des corps dans la chute

libre, IV, 579. — *Honda*, *Yoshida* et *Terada*. Ondulations secondaires de la marée océanique, IV, 914.

PHYSIQUE CÉLESTE. — *Julius*. Dispersion anomale et périodicité de certains phénomènes solaires, IV, 41. — *Langley*. Variation possible de la radiation solaire, IV, 55, 194. — *Hamy*. Fixité des raies solaires, IV, 150. — *Deslandres*. Photographie des diverses couches superposées composant l'atmosphère solaire, IV, 157. — *Hale* et *Ellermann*. Flocons de calcium et d'hydrogène, IV, 213. — *Wéry*. Absorption par l'atmosphère solaire, IV, 218. — *Lockyer*. Variation des taches solaires en latitude (1861-1902), IV, 270. — *Arrhenius*. Equilibre électrique du soleil, IV, 290. Nature physique de la couronne solaire, IV, 460. — *Cortie*. Spectres de taches solaires, IV, 462. Coopération internationale dans les recherches solaires, IV, 464. — *Hale*. *Id.*, IV, 464. — *Perrine*. Problèmes d'éclipses totales, IV, 465. — *Moreux*. Constitution des taches solaires, IV, 589.

Pour la relation des taches et du magnétisme terrestre, voir le paragraphe : **Magnétisme terrestre.**

Lœwy et *Puiseux*. Etude des photographies lunaires, IV, 583.

Hartmann. Spectre d'Orion, IV, 55. — *Fowler*. Spectre des étoiles antariennes, IV, 278. — *Lockyer*. Classification thermique des étoiles, IV, 280. — *Hartmann*. Nouvelle méthode de mesure des spectres stellaires, IV, 465. — *Curtiss*. Méthode de mesure et de réduction des spectrogrammes, IV, 458. — *Frost*. Un desideratum en spectrologie, IV, 466. — *Garbasso*. Spectres des étoiles variables, IV, 820.

Mitchell. La comète Borelli et la pression de la lumière, IV, 59.

Histoire de la physique.

Oudemans et *Bosscha*. — Galilée et Marius, IV, 39. — Biographie d'Alfred Potier, IV, 395.

TOURS, IMP. DESLIS FRÈRES, 6, RUE GAMBETTA.

Ce Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,
L. POINCARÉ,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME IV. — DÉCEMBRE 1905.

(*Clos le* 15 *Novembre.*)

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
119 *bis*, RUE NOTRE-DAME-DES-CHAMPS (6e).

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. **Lucien Poincaré**, 130, rue de Rennes, à Paris, 6e.

Tout ce qui concerne l'administration (demandes d'abonnements, réclamations, etc.) doit être adressé à M. **Sandoz**, rue Notre-Dame-des-Champs, 119 *bis*, à Paris, 6e.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, 119 *bis*, rue Notre-Dame-des-Champs, à Paris, 6e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

DÉCEMBRE 1905.

